ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 19 MARS 1945.

PRÉSIDENCE DE M. MAURICE CAULLERY.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

En présentant des *Nouvelles observations sur les Fulgurites du Sahara*, M. A. **Lacroix** s'exprime en ces termes :

Lorsque, en 1935, je terminais un travail sur les *Fulgurites* du Sahara [1], un jeune géologue, Fernand Jacquet, étant venu à mon laboratoire du Muséum, je lui demandai de recueillir tous les échantillons qu'il en rencontrerait dans le bled qu'il allait bientôt parcourir à nouveau.

Le 4 août 1936, il m'envoyait le résultat de ses premières recherches.

Il allait bientôt mourir tragiquement, alors qu'il remplissait si bien son devoir de bon géologue dans les espaces désertiques de la Mauritanie. Son camarade et ami, Maurice Nicklsé, m'a remis le résultat de ses récoltes postérieures, avec quelques Notes retrouvées dans son carnet de route.

J'ai tenu à compléter et publier le présent travail, comme témoignage de sympathie et de haute estime pour ce jeune homme si plein d'enthousiasme pour la recherche, de courage et d'endurance professionnels, et aussi comme témoignage des regrets que j'ai éprouvés en voyant disparaître prématurément un travailleur sur qui l'on pouvait compter pour l'étude géologique de la France d'outre-mer.

Plus tard j'ai reçu, de cette même Mauritanie, des Fulgurites, recherches de deux vaillantes femmes, M[lles] Odette de Puygaudeau et Marion Senones; puis d'autres documents d'une région saharienne différente, provenant du Tassili des Adjers, puis de Bruneau de Laborie, et enfin du prince Sixte de Bourbon, qui m'a remis des échantillons et des observations.

Ces nouvelles observations sur les Fulgurites du Sahara ont été publiées par le Service des Mines de l'A. O. F. en 1942, mais elles ne sont parvenues ici qu'il y a quelques jours par voie d'avion.

---

[1] Ce Mémoire, présenté à la séance de l'Académie des sciences coloniales du 21 juin 1933, tiré à part en 1936, a été publié dans le tome 18, 1942.

M. **Georges Bouligand** fait hommage à l'Académie de son Ouvrage *Les aspects intuitifs de la mathématique*, qu'il vient de publier dans la collection l'*Avenir de la Science*.

NOMINATIONS.

MM. **Ém. Borel**, **A. Cotton** et **É. Cartan** sont désignés à nouveau pour faire partie du Conseil d'administration de l'*Institut de mécanique de la Faculté des Sciences*.

ÉLECTIONS.

L'Académie procède par la voie du scrutin à l'élection d'un Membre de la Section de Médecine et Chirurgie en remplacement de M. *Antonin Gosset*, décédé.

Le nombre de votant étant 43,

M. Henri Hartmann	obtient	30 suffrages
M. Maurice Chevassu	»	9 »
M. René Leriche	»	4 »

M. **Henri Hartmann**, ayant obtenu la majorité absolue des suffrages, est proclamé élu.

Son élection sera soumise à l'approbation du Gouvernement provisoire de la République.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Eugène Schneider. *Le Charbon, son histoire, son destin.*

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Les fonctions aléatoires stationnaires laplaciennnes.* Note de M. **André Blanc-Lapierre**.

I. J'ai montré (¹) que les fluctuations causées dans les amplificateurs par l'effet de grenaille introduisaient une fonction aléatoire stationnaire $x(t)$. Soient ρ la densité des chocs électroniques, τ la constante de temps de l'amplificateur; posons $y(t)=[x(t)-\bar{\bar{x}}]/\sqrt{\rho\tau}$:

Théorème 9. — *$\rho\tau$ étant supposé très grand et $t_1 \ldots t_n$ étant n valeurs quelconques de t, les variables liées $y(t_1)\ldots y(t_n)$ obéissent, quel que soit n, à une loi de*

(¹) *Comptes rendus*, 217, 1943, p. 73; 218, 1944, pp. 924 et 985.

Laplace. La fonction caractéristique Φ *est donnée par*

$$\text{(7)} \qquad \mathrm{L}\Phi\{u_1, \ldots, u_n\} = -\frac{1}{2}\sum_1^n\sum_1^n f(t_i - t_j)u_i u_j,$$

$f(\theta) = f(t_i - t_j)$ est la *fonction de corrélation* de $y(t)$; c'est le produit du coefficient de corrélation par $\overline{y^2}$; $f(\theta)$ est une fonction paire; à cause des propriétés des amplificateurs, elle a partout des dérivées de tous ordres, sauf peut-être pour $\theta = 0$ où les dérivées à gauche peuvent différer des dérivées à droite. *Les ordres de grandeur usuels de* ρ *et de* τ *sont tels qu'en pratique le théorème* 9 *est toujours applicable.*

II. Faisant abstraction du problème d'électricité, $y(t)$ sera appelée *fonction aléatoire stationnaire laplacienne* si elle vérifie les conclusions du théorème 9. Si $f(\theta)$ est pourvu de dérivées continues du 1er et du 2d ordre, il existe une dérivée aléatoire $y'(t)$, continue en probabilité, dont la fonction de corrélation est $-f''(\theta)$ (²). Dans ces conditions :

Théorème 10. — *La fonction aléatoire* $y'(t)$ *est une fonction aléatoire stationnaire laplacienne* [*dont la fonction de corrélation est* $-f''(\theta)$]. Si $f'''(\theta)$ existe (et par suite est nul pour $\theta = 0$), on peut parler de $y''(t)$ [dont la fonction de corrélation sera $f''''(\theta)$] et affirmer son caractère laplacien.

III. Un système de p fonctions aléatoires stationnaires $g_1(t)\ldots g_p(t)$, toutes définies sur une même catégorie d'épreuves, sera dit *stationnaire laplacien* (³) si, $t_1, t_2, \ldots, t_n$ étant n valeurs quelconques de t, la fonction caractéristique relative aux variables liées $X_j^i = g_i(t_j)$ est de la forme

$$\text{(8)} \qquad \mathrm{L}\Phi[\ldots u_j^i \ldots] = -\frac{1}{2}\sum f_{i,i'}[t_j - t_{j'}]u_j^i u_{j'}^{i'} \qquad \text{avec} \qquad f_{i,i'}[\theta] = \overline{g_i(t).g_{i'}(t-\theta)}.$$

Les np fonctions $f_{i,i'}$ satisfont, en particulier, aux relations simples $f_{i,i'}(\theta) = f_{i',i}(-\theta)$.

Si la fonction de corrélation $f(\theta)$ relative à une fonction aléatoire stationnaire laplacienne $y(t)$ possède des dérivées jusqu'à l'ordre $2p$ pour $\theta = 0$, on peut considérer le système $g_1(t) = y(t)$, $g_2(t) = y'(t)$, $\ldots$, $g_{p+1}(t) = y^{(p)}(t)$.

Théorème 11. — *Le système* $g_1, \ldots, g_{p+1}$ *est un système stationnaire laplacien dont les fonctions* $f_{i,i'}(\theta)$ *s'expriment simplement au moyen des dérivées de* $f(\theta)$

(²) Ville, *ibid.*, 217, 1943, p. 101; Loève, *Comptes rendus*, 220, 1945, p. 295.

(³) Après la rédaction de cette Note, qui précise les propriétés de l'approximation laplacienne, que j'ai considérée dans l'étude de l'effet de grenaille (*Comptes rendus*, 217, 1943, p. 73), je viens d'apprendre l'existence d'un article de Doob intitulé *The Elementary Gaussian Processes*, paru en septembre 1944 dans les *Annals of Mathematical Statistics*, qui paraît relatif à des processus aléatoires analogues à ceux dont il est question ici.

par applications successives des relations

(9) $$f_{i,i'+1}(\theta) = -f_{i,i'}(\theta) \quad \text{et} \quad f_{i+1,i'}(\theta) = f_{i,i'}(\theta) \quad (^4).$$

En particulier, pour $\theta = 0$, $f_{i,i'}$ est nul si $i + i'$ est impair.

IV. Soit un système S dont l'état, à l'instant t, est décrit par $g_1(t) \ldots g_p(t)$ et dont l'évolution libre est régie par un système d'équations différentielles linéaires à coefficients constants. Je suppose que S soit amorti, c'est-à-dire que son évolution libre tende, par exemple, vers l'état d'équilibre $g_1 = \ldots = g_p = 0$. Imaginons un mécanisme désordonné qui fournit aux paramètres g des accroissements Δg; les fluctuations de S sont alors le résultat des actions antagonistes Δg et de la tendance vers l'équilibre. Dans beaucoup d'applications, il existe une durée Δt, petite par rapport aux constantes de temps de S, et telle que les apports aléatoires Δg fournis au cours d'un intervalle t, $t + \Delta t$ obéissent à une loi de Laplace indépendante de t et qu'il y ait indépendance statistique entre les apports dus respectivement à deux intervalles Δt disjoints. On peut alors montrer que le système g est stationnaire laplacien.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Analyse harmonique générale d'une fonction aléatoire*. Note de M. **Michel Loève**, présentée par M. Henri Villat.

Soit une fonction aléatoire X_α, généralement à valeurs complexes, d'un paramètre α réel. Nous supposons que sa covariance (1)

$$C(\alpha, \beta) = \mathfrak{M}(X_\alpha X_\beta^*),$$

où X_β^* est la quantité conjuguée de X_β, existe et est finie [pour simplifier l'écriture nous posons $\mathfrak{M}(X_\alpha) = 0$]. La lettre ξ désignera des variables aléatoires, généralement à valeurs complexes. Nous allons énoncer certains de nos résultats, relatifs surtout à l'analyse harmonique générale de X_α et valables sous certaines conditions de continuité et de convergence.

I. 1° *Fonction aléatoire périodique. — Pour que* X_α *puisse se mettre sous la forme*

$$X_\alpha = \lim_{M \to \infty} \text{en m. q. } X_M(\alpha), \qquad \text{où } X_M(\alpha) = \sum_{|m| \leq M} e^{im\alpha}\xi_m \qquad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots),$$

il faut et il suffit que la covariance de X_α *puisse s'écrire*

$$C(\alpha, \beta) = \lim_{\substack{M \to \infty \\ N \to \infty}} C_{M,N}(\alpha, \beta), \qquad \text{où } C_{M,N}(\alpha, \beta) = \sum_{|m| \leq M} \sum_{|n| \leq N} e^{i(m\alpha - n\beta)} \gamma_{m,n}.$$

---

(4) Les relations (9) avaient été indiquées par Bernamont qui se basait sur des raisonnements plus intuitifs que rigoureux (*Ann. de Phys.*, 7, 1937, p. 84).

(1) *Comptes rendus*, **220**, 1945, p. 295.

2° *Fonction aléatoire presque-périodique.* — Les résultats précédents s'appliquent encore au cas, plus général, où m parcourt un ensemble dénombrable quelconque de valeurs réelles.

II. 1° *Intégrale de Fourier stochastique.* — *Pour que* X_α *puisse se mettre sous la forme*

$$X_\alpha = \lim_{T\to\infty} \text{en m. q. } X_T(\alpha), \qquad \text{où } X_T(\alpha) = \int_{-T}^{+T} e^{it\alpha}\xi_t\,dt,$$

il faut et il suffit que la covariance de X_α *puisse s'écrire*

$$C(\alpha, \beta) = \lim_{\substack{T\to\infty\\ T'\to\infty}} C_{T,T'}(\alpha, \beta), \qquad \text{où } C_{T,T'}(\alpha, \beta) = \int_{-T}^{+T}\int_{-T'}^{+T'} e^{i(t\alpha - t'\beta)}\gamma(t, t')\,dt\,dt'.$$

2° *Intégrale de Fourier-Stieltjes stochastique.* — Nous définissons l'intégrale de Stieltjes stochastique comme limite en m. q. de sommes de forme classique.

Pour que X_α *puisse se mettre sous la forme*

$$X_\alpha = \lim_{T\to\infty} \text{en m. q. } X_T(\alpha), \qquad \text{où } X_T(\alpha) = \int_{-T}^{+T} e^{it\alpha}\,d\xi_t,$$

il faut et il suffit que la covariance de X_α *puisse s'écrire*

$$C(\alpha, \beta) = \lim_{\substack{T\to\infty\\ T'\to\infty}} C_{T,T'}(\alpha, \beta), \qquad \text{où } C_{T,T'}(\alpha, \beta) = \int_{-T}^{+T}\int_{-T'}^{+T'} e^{i(t\alpha - t'\beta)}\,d^2\gamma(t, t').$$

La loi des grands nombres devient

$$\lim_{T\to\infty} \text{en m. q.} \int_{-T}^{+T} X_\alpha\,d\alpha = \xi_{+0} - \xi_{-0}.$$

Orthogonalité. — Pour que les $d\xi_t$ soient orthogonales, il faut et il suffit que l'on ait

$$C(\alpha, \beta) = D(\alpha - \beta) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i(\alpha-\beta)x}\,dF(x),$$

$F(x)$, fonction bornée, non décroissante, c'est-à-dire, il faut et il suffit que X_α soit une fonction aléatoire stationnaire, continue, d'ordre deux. Ainsi est mis en lumière le rôle joué par ces fonctions aléatoires dans l'ensemble des fonctions aléatoires examinées. De plus on retrouve leurs propriétés connues et l'on en obtient d'autres, comme cas particuliers des propriétés énoncées dans nos deux Notes.

III. *Équation différentielle stochastique.* — Soit l'opérateur différentiel

$$L_\alpha \equiv a_n(\alpha)\frac{\partial^n}{\partial\alpha^n} + \ldots + a_0(\alpha)$$

et L_α^* cet opérateur où l'on remplace les $a(\alpha)$ par leurs conjuguées.

Pour que X_α satisfasse à $L_\alpha(X_\alpha) = 0$, il faut et il suffit que sa covariance soit solution de l'équation aux dérivées partielles $L_\alpha L_\beta^*[C(\alpha, \beta)] = 0$ (solution à laquelle on imposera évidemment d'être une covariance).

$L_\alpha(X_\alpha) = A(\alpha)$ se ramène à une équation sans second membre en retranchant de X_α une solution certaine de cette équation.

IV. *Propriétés presque certaines.* — En imposant à la covariance des conditions supplémentaires, on peut rendre les propriétés en m. q. presque certaines. Ainsi, à titre d'indication : dans un intervalle (a, b) si $X_\alpha^{(m)}$ existe et est continue en m. q., $X_\alpha^{(m-1)}$ existe et est continue, presque certainement; si $C(\alpha, \beta)$ est indéfiniment dérivable, les dérivées de X_α existent presque certainement etc.

Remarque. — Les propositions données dans les deux Notes s'appliquent à des ensembles linéaires de l'espace de Hilbert et peuvent s'énoncer sans utiliser la terminologie de la théorie des probabilités.

THÉORIE DES GROUPES. — *Groupes d'automorphismes d'un groupe localement compact.* Note de M. **Jean Braconnier**, présentée par M. Élie Cartan.

Soient G un groupe *localement compact* [1] et $\mathcal{G}(G)$ le groupe des *automorphismes* du groupe topologique G. Lorsque U décrit un système fondamental de voisinages de l'élément neutre e et C l'ensemble des parties compactes de G, l'ensemble $V(C, U)$ des automorphismes $u \in \mathcal{G}(G)$ tels que $u(x)x^{-1} \in U$ et $u^{-1}(x)x^{-1} \in U$, pour tout $x \in C$, décrit un système fondamental de voisinages de l'automorphisme identique dans une topologie *compatible* avec la structure du groupe $\mathcal{G}(G)$ [2]. On dira que le groupe $\mathcal{G}(G)$ muni de cette topologie est le *groupe d'automorphismes* de G [3]. *Par exemple, le groupe d'automorphismes du groupe additif de* $\mathbf{R}^n$ *n'est autre que le groupe linéaire réel de rang n muni de la topologie habituelle.* Si $x \in G$, $u \to u(x)$ est une application continue de $\mathcal{G}(G)$ dans G. En particulier, si H est un sous-groupe fermé de G, l'ensemble des $u \in \mathcal{G}(G)$ tels que $u(H) = H$ est un sous-groupe fermé $\mathfrak{N}(H)$ de $\mathcal{G}(G)$ [4]. Si H est un sous-groupe ouvert

---

(1) Dans cette Note nous utilisons les notations et axiomes de N. Bourbaki, *Act. Sci. et Indust.*, 846, 858, 916 et 934. Paris, 1939-1942.

(2) Une topologie analogue a été définie par G. Birkhoff (*Annals of Mathematics*, 35, 1934, pp. 861-875), sur le groupe d'automorphismes d'un espace localement compact satisfaisant au IIe *axiome de dénombrabilité*. Si $W(C, U)$ est l'ensemble des $u \in \mathcal{G}(G)$ tels que $u(x)x^{-1} \in U$ si $x \in C$, quand U décrit le filtre des voisinages de e et C l'ensemble des parties compactes de G, $W(C, U)$ décrit une base de filtre $\mathfrak{B}$ sur $\mathcal{G}(G)$. $u.\mathfrak{B}$ est un système fondamental de voisinages de u dans une topologie sur le groupe $\mathcal{G}(G)$. Mais, en général, cette topologie *n'est pas compatible* avec la structure de groupe de $\mathcal{G}(G)$.

(3) Dans le Chapitre IV de notre *Thèse*, nous étudions plus complètement la structure de $\mathcal{G}(G)$.

(4) On peut dire que $\mathfrak{N}(H)$ est le normalisateur de H dans $\mathcal{G}(G)$. On peut définir de même le centralisateur de H dans $\mathcal{G}(G)$ et le noyau de $\mathcal{G}(G)$.

compact de G, $\mathcal{N}(H) = V(H, H)$ est un sous-groupe ouvert de $\mathcal{G}(G)$. Si les deux structures uniformes de G sont *identiques*, et si u_s désigne l'automorphisme intérieur $x \to sxs^{-1}$, $s \to u_s$ est une représentation continue de G dans $\mathcal{G}(G)$. Si G est abélien et si $\hat{G}$ est son dual, les groupes topologiques $\mathcal{G}(G)$ et $\mathcal{G}(\hat{G})$ sont isomorphes. Si, de plus, G et $\hat{G}$ sont totalement discontinus, G est *somme directe locale* de ses composantes primaires G_p relativement à des sous-groupes ouverts compacts H_p de G_p ([5]) et $\mathcal{G}(G)$ est *produit direct local* des groupes $\mathcal{G}(G_p)$ relativement aux sous-groupes ouverts $\mathcal{N}(H_p)$.

Si $\int f(x)\,dx$ désigne *l'intégrale de Haar* ([6]) sur le groupe localement compact G et si $u \in \mathcal{G}(G)$, $\int f\left[\overset{-1}{u}(x)\right]dx$ est une intégrale de Radon sur G, invariante par les translations à gauche et, par suite, ne diffère de l'intégrale de Haar que par un facteur multiplicatif réel $\Delta(u) > 0$:

$$\int f\left[\overset{-1}{u}(x)\right]dx = \Delta(u)\int f(x)\,dx.$$

On dit que $\Delta(u)$ est le *module* de l'automorphisme u. *Par exemple, si u est un automorphisme de* $\mathbf{R}^n$, *u est représenté par une matrice carrée de rang n à coefficients réels dont le déterminant est* $\delta(u) \neq 0$, *et l'on a* $|\delta(u)| = \Delta(u)$. $u \to \Delta(u)$ est une représentation continue de $\mathcal{G}(G)$ dans le groupe multiplicatif des nombres réels > 0, et si G a un sous-groupe ouvert compact, $u \to \Delta(u)$ est un homomorphisme de $\mathcal{G}(G)$ dans le groupe multiplicatif discret des nombres *rationnels* > 0. Si G est compact ou bien discret, $\Delta(u) = 1$ pour tout $u \in \mathcal{G}(G)$. Si G est abélien, si $\hat{G}$ est son dual, et si $\hat{u}$ est le *transposé* de l'automorphisme u, $\hat{u}$ est un automorphisme de $\hat{G}$, et son module est égal au module de u.

Soit maintenant K un *corps topologique* localement compact. Si K′ est un sous-corps fermé de K, l'ensemble des automorphismes u du corps K tels que $u(x) = x$ pour tout $x \in K'$, est un sous-groupe fermé $\mathcal{G}(K, K')$ de $\mathcal{G}(K)$ qu'on appelle le *groupe de Galois* de K par rapport à K′ ([7]). Cette définition des groupes de Galois paraît susceptible d'applications intéressantes. Signalons la propriété suivante : soient K un corps commutatif discret et K′ un sous-corps de K tel que les propriétés « $u \in \mathcal{G}(K, K')$ » et « quel que soit $x \in K'$, $u(x) = x$ », soient équivalentes; alors pour que le groupe $\mathcal{G}(K, K')$ soit compact, il faut et il suffit que K soit une extension algébrique normale séparable de K′. Enfin, si $a \in K^*$, l'homothétie $x \to ax$ est un automorphisme du groupe additif de K et l'ensemble des homothéties est un sous-groupe

---

([5]) Voir J. Braconnier et J. Dieudonné, *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 577.

([6]) Voir A. Weil, *Act. Sci. et Indust.*, 869, Paris, 1940, Chap. II.

([7]) Cette définition des groupes de Galois coïncide avec celle déjà donnée dans tous les cas étudiés. *Cf.* W. Krull, *Mathematische Annalen*, 100, 1928, pp. 687-698.

de $\mathcal{G}(K)$ isomorphe à K^*. Si $\int f(x)\,dx$ désigne l'intégrale de Haar sur le groupe additif de K et si $\delta(a)$ désigne le module de l'homothétie $x \rightarrow ax$, on a $\int f(x)\,dx = \delta(a) \int f(a^{-1}x)\,dx$ [8]. Si K est *connexe*, il est isomorphe au corps des réels (respectivement des complexes, des quaternions) [9] et l'on a $\delta(a) = |a|$ (resp. $|a|^2$, $|a|^4$). Si K est *totalement discontinu* et non discret, il existe un entier premier p tel que le groupe additif de K soit primaire (ass. à p) et l'on a $\delta(a) = p^{-v(a)}$ et $v(a)$ est une *valuation* du corps K. La topologie du corps K est la topologie définie à l'aide de cette valuation. En particulier, l'ensemble des $x \in K$ tels que $x = 0$ ou $v(x) \geq 0$ est un *anneau d'intégrité ouvert compact* A dans K, formé par les $x \in K$ tels que l'ensemble des $x^k (k \geq 0)$ soit relativement compact et l'ensemble des $x \in K$ tels que $x = 0$ ou $v(x) > 0$ est un *idéal premier ouvert* de A, formé par les $x \in K$ tels que $\lim_{k \to \infty} x^k = 0$. A l'aide de l'intégrale de Haar sur le groupe additif de K, on retrouve ainsi de façon élégante les propriétés connues de la structure du corps K [10].

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Comparaison des efforts tangentiels en fonction des flux de chaleur en divers régimes d'écoulement.* Note de M. **Alexandre Braun**, présentée par M. Henri Villat.

I. L'observation montre que l'échauffement, ou le refroidissement de certains éléments de volume d'un milieu continu en mouvement d'ensemble n'est pas indépendant du mode d'écoulement. Comme un mode d'écoulement peut être caractérisé par la loi de l'effort tangentiel, il paraît possible d'établir une corrélation entre la loi de cet effort et la loi de l'échauffement. Cette corrélation s'écrit notamment $\alpha = \varphi(\tau)$ ou $\tau = \psi(\alpha)$, α étant le flux de chaleur unitaire, appelé aussi le *coefficient de convection*, τ l'effort de frottement par unité de surface.

II. Parmi les divers types, les plus fréquents sont les écoulements turbulents et à potentiel des vitesses. Les seconds peuvent être, par exemple, des mouvements plans indéfinis, les vitesses dépendant d'un potentiel, le rotationnel et le laplacien étant nuls en tous les points.

Les équations de Navier sont intégrables dans le cas d'un écoulement plan indéfini permanent (Blasius); dans un fluide incompressible, les forces extérieures étant nulles, elles se réduisent, en un point, en négligeant la dérivée seconde u''_{x^2}, à $uu'_x = (\mu/\rho)u''_{y^2}$ pour l'unité de volume, u étant la vitesse d'ensemble, μ/ρ la viscosité cinématique au point (x, y) considéré.

Quant à l'équation des flux de chaleur, elle est, pour l'unité de volume,

---

(8) Si u est un automorphisme du corps K, on a $\delta[u(a)] = \delta(a)$.

(9) Voir L. Pontrjagin, *Princeton Mathematical Series*, 2, 1939, Chap. V, § 37.

(10) Voir N. Jacobson, *American Journal of Mathematics*, 58, 1936, p. 433.

$uT'_x = (\delta/c_p\rho)T''_{y^2}$, où T est la température, δ le coefficient de conduction, c_p la chaleur spécifique à pression constante, ρ la densité au point x, y considéré.

Supposons les équations du mouvement et du flux de chaleur résolues; l'une donne $u = \varphi_1(a, x, y)$, l'autre $T = \varphi_2(b, x, y)$. Par définition $\tau_x = \mu(u'_x)_{x,y=0}$ et $\alpha_x = \delta(T'_y)_{x,y=0}$, expressions qui permettent de connaître $\alpha = \varphi(\tau)$ et $\tau = \psi(\alpha)$.

Rappelons donc

$$\tau_x = \frac{1}{3}\sqrt{\frac{\mu\rho u_\infty^3}{x}} = \Omega\sqrt{\frac{u_\infty^3}{x}} \quad \text{(Blasius)},$$

$$\alpha_x = \frac{\mathfrak{S}^{\frac{1}{6}}}{3}\sqrt{\frac{\delta c_p \rho u_\infty}{x}} = \sigma\sqrt{\frac{u_\infty}{x}} \quad \text{(Pohlhausen)},$$

u_∞ étant la vitesse du fluide en un point du milieu non perturbé, $\mathfrak{S}$ le nombre de Stanton, Ω et σ deux facteurs supposés constants. On peut donc écrire, dans le cas du type d'écoulement plan avec potentiel des vitesses,

(1) $$\boxed{\tau_x = \frac{\Omega}{\sigma}\alpha_x u_\infty.}$$

III. En régime turbulent la solution du système d'équations de Navier n'est pas connue; à défaut de solutions classiques, on établit des relations résultant de l'analyse dimensionnelle et de l'expérience. Ainsi on a, pour un écoulement turbulent établi à deux dimensions (tube),

$$\tau = \frac{0,079}{\mathcal{R}_{u_0 d}^{0,25}}\frac{\rho u_0}{2} = \Gamma\sqrt[4]{u_0^7},$$

$$\alpha = \frac{0,0395}{\mathcal{R}_{u_0 d}^{0,25}} f(\mathfrak{S}) c_p \rho u_0 = \xi\sqrt[4]{u_0^3},$$

$\mathcal{R}_{u_0 d}$ étant le nombre de Reynolds rapporté à la vitesse moyenne u_0 et au diamètre du tube d, $f(\mathfrak{S})$ une fonction du nombre de Stanton, Γ et ξ deux facteurs constants. Donc

(2) $$\boxed{\tau = \frac{\Gamma}{\xi}\alpha u_0.}$$

IV. Nous allons rappeler que la force de frottement rapportée à l'unité de surface peut être, pour un flux de chaleur unitaire identique, considérablement plus petite en régime d'écoulement à potentiel des vitesses qu'en mouvement turbulent établi. Convenons, à cet effet, qu'on puisse donner à u_∞ (donc à α_x), ainsi qu'à u_0 (donc à α) toutes les valeurs à l'exception de celles qui correspondent à la convection naturelle, régie par d'autres lois. Divisons donc toutes les valeurs possibles en deux groupes. Au premier appartiendront les valeurs de u_0 comprises entre A et B, A étant une valeur limite inférieure à laquelle correspond un α de la convection naturelle, B une grande vitesse; au second celles comprises entre B et ∞, donc les très grandes vitesses.

Pour que α soit très grand, il faut que la vitesse u_0 le soit, qu'elle soit du second groupe. Pour que α_x soit très grand, égal à α, que nous fixons en nous donnant une vitesse u_0 du second groupe, deux cas peuvent se présenter quant à la valeur de u_∞. La condition $\alpha = \alpha_x$ permet d'écrire

$$\left(\frac{\sigma}{\sqrt{x}}\right)\sqrt{u_\infty} : \sqrt[4]{u_0} = \mathrm{J}(\eta x)\sqrt{u_\infty} = \xi\sqrt{u_0},$$

faisant ainsi apparaître le paramètre $\mathrm{J}(\eta x)$ variable avec x.

Dans ces conditions, si le paramètre J est inférieur ou égal au facteur ξ, u_∞ doit être également du second groupe; si J est plus grand que ξ, aussi grand que l'on veut, pourvu que x soit très petit, il est possible de trouver pour u_∞ une valeur très petite, donc du premier groupe.

En comparant les expressions (1) et (2), et en notant que Ω/σ et Γ/ξ sont du même ordre de grandeur, on reconnaît immédiatement qu'on peut réaliser, pour un α_x très grand, un τ_x assez petit en se donnant une u_∞ petite et un x très petit, alors que, en régime turbulent établi, τ est très grand pour un α égal au coefficient α_x de l'écoulement à potentiel des vitesses.

AÉRODYNAMIQUE. — *Aile d'avion, munie d'un volet hypersustentateur à paroi mobile.* Note de M. **Alexande Favre**, présentée par M. Joseph Pérès.

Principe. — Nous avons précédemment montré [1] que l'on peut supprimer, pratiquement, l'influence de la viscosité, dans l'écoulement d'un fluide réel, en rendant les parois mobiles, à des vitesses voisines de celles du fluide ambiant. Les vitesses relatives étant annulées, les frottements aux parois et les décollements disparaissent. L'application faite en utilisant, pour une maquette d'aile, une courroie sans fin dont le brin extérieur constitue l'intrados, et se déplace dans le sens du courant, nous a permis d'obtenir des résultats équivalents à ceux que donnerait l'aile placée en fluide parfait [1].

Nous étudions ce procédé pour le G.R.A., en commençant par les applications aux avions, les plus simples du point de vue de la construction et de l'utilisation.

1° La première simplification consiste à appliquer le principe au volet hypersustentateur, dont il permet l'emploi jusqu'aux très grands braquages. Une fente F (voir la figure) est ménagée entre l'aile A et le bord d'attaque du volet V pour renouveler la couche-limite en amont de la paroi mobile. La structure de l'avion reste donc inchangée, et l'utilisation des grandes incidences de l'aile est remplacée avec avantage par celle des très grands braquages du volet.

2° La seconde simplification consiste à réduire la longueur de la paroi mobile, en concentrant dans la partie avant du volet les principaux risques de décollement. Ceci est possible, grâce à la grande efficacité du dispositif, et au

(1) *Pub. Sc. et Techn. du Ministère de l'Air*, **137**, 1938.

fait que le bord d'attaque du volet est logé dans l'aile; il n'y a pas d'inconvénient à choisir pour celui-ci un profil rectiligne ou légèrement concave sur l'extrados, et circulaire en amont. On peut même réduire la paroi mobile au profil circulaire, et utiliser un rotor R placé au bord d'attaque du volet. Une fente *f* peut être placée en aval du rotor.

Résultats expérimentaux. — 1° Des essais qualitatifs préliminaires, effectués avec une aile de 37^{cm} de corde, d'allongement 1 (voir la figure), dans une petite soufflerie de 65^{cm}, nous ont permis de vérifier l'efficacité de principe, avec un volet à paroi mobile complète, puis avec un volet à paroi mobile réduite à un rotor; le décollement a pu être supprimé jusqu'à des braquages dépassant 90°.

2° Nous avons réalisé une maquette d'aile A de 100^{cm} d'envergure et de 50^{cm} de corde (profil N.A.C.A. 23012) en vue d'essais entre panneaux dans la soufflerie de 240^{cm} de Banlève. Le volet V, d'une profondeur de 30 %, est muni d'une paroi mobile réduite à un cylindre tournant R de $3^{cm},2$ de diamètre.

$100.C_z$	349	333	338	307	316	28
$100.C_x$	50,6	46,6	34,9	29,7	10,3	1,5
$i°$	−1°,7	−0°,4	3°,5	7°,2	4°,0	1°,8
$\beta°$	90°	90°	90°	80°	50°	0°
u/v	13	9,5	10	6,5	8,0	0

En raison des petites dimensions de l'aile, il a été nécessaire, pour obtenir un paramètre de Reynolds acceptable, de faire tourner les cylindres à la plus haute vitesse possible, condition qui impose l'emploi de trois paliers intermédiaires, au droit desquels la paroi mobile est interrompue sur 5^{mm} de largeur; la vitesse de rotation atteinte est de 20000 t : min.

Dès la première série d'essais nous avons constaté la suppression du décollement, en aval des cylindres, jusqu'au braquage de 90°. Cependant le décollement persistait en aval des interruptions des cylindres, au droit des paliers. A titre d'exemple on peut citer les résultats suivants :

$100 C_z$.	$100 C_x$.	Incidence $i°$.	Braquage $\beta°$.	u/v.
260	43	7°,6	80°	7,2
234	34	8°,1	80°	2,35

3° Une seconde série d'expériences a été effectuée, après modifications de la maquette. La largeur de l'interruption des cylindres, au droit des supports intermédiaires, a été réduite à $1^{mm},5$; la vitesse de rotation a été portée à 40000 t:min. (entraînement par turbines); une fente auxiliaire *f* a été ménagée dans le volet. Les principaux résultats obtenus sont les suivants :

a. le *décollement*, sur l'aile et sur le volet, est totalement *supprimé*, aux incidences usuelles de l'aile, pour tous les braquages du volet, *jusqu'à* 90°;

b. les coefficients de sustentation atteignent des valeurs très élevées, et ceci même à *l'incidence nulle* de l'aile (voir tableau);

c. la suppression du décollement en aval des cylindres est obtenue pour des valeurs faibles du rapport de vitesse u/v (de l'ordre de 1,5 à 3, suivant le braquage). Mais, pour le supprimer en aval des paliers, il faut augmenter les vitesses, dans une proportion (de l'ordre de 3 à 4) qui varie en fonction de très petits détails de réalisation, et probablement du nombre de Reynolds. Des essais à grande échelle permettront, vraisemblablement, de réduire ces survitesses;

d. l'influence des variations de largeur de la fente amont F paraît faible; mais sa suppression totale est désavantageuse. L'efficacité de la fente auxiliaire *f* est peu importante, mais favorable;

e. la polaire de l'aile, au braquage nul, donne les résultats habituels.

Conclusion. — Le dispositif de l'aile munie d'un volet à paroi mobile réduite à un rotor, ou à paroi mobile complète, est pleinement efficace; il permet d'utiliser le volet hypersustentateur jusqu'au braquage 90°, sans décollement; l'écoulement est alors semblable à celui d'un fluide parfait. Le coefficient de sustentation atteint, dans les conditions de nos expériences, $100\,C_z = 350$, à l'incidence nulle de l'aile. Les simplifications apportées à ce procédé hypersustentateur et les résultats obtenus permettent d'envisager la possibilité d'applications à l'Aéronautique.

ASTRONOMIE PHYSIQUE. — *Sur les variations saisonnières observées à la surface de la planète Mars en* 1939 *et leurs lois de propagation.* Note de M. **Gérard de Vaucouleurs**, présentée par M. Charles Fabry.

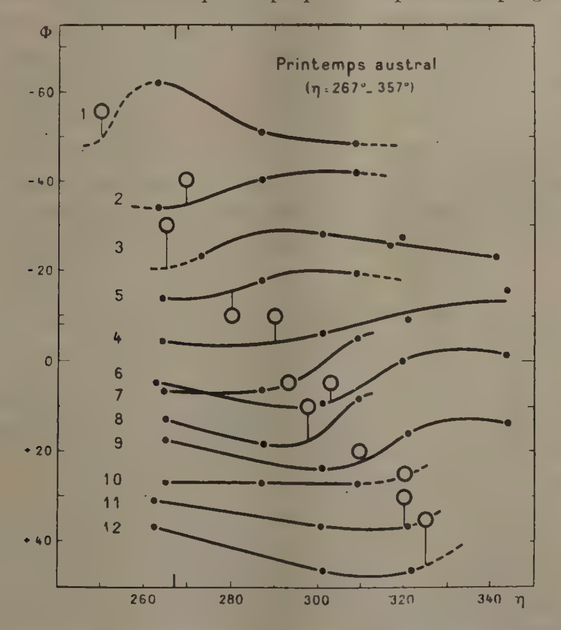
I. L'étude de 600 cotes de brillance obtenues en 1939 (¹) pendant le printemps austral martien ($\eta = 262°$ à $344°$) permet de préciser certaines propriétés des variations saisonnières de la surface de la planète.

II. Le tableau suivant donne, en fonction de la longitude héliocentrique η, les cotes propres T (e.p. $\pm$ 0,1) des plages et canaux suffisamment bien observés et leurs coordonnées aréographiques moyennes Ω et Φ.

(¹) *Ann. Obs. Houga*, I, 1, 1942, pp. 18-29; voir aussi *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 602.

Plage.	Longitude hélioc. 262°. 265°.	268°. 273°.	286°. 287°.	300°. 302°.	308°. 310°.	315°. 319°.	319°. 322°.	340°. 344°.	Ω (°).	Φ (°).	η_0.
Depressio Hellespontica......	7,2	–	6,1	–	5,85	–	–	–	320	—55	(250)
Hellespontus...............	4,9	–	5,5	–	5,7	–	–	–	320	—40	270
Mare Sirenum..............	–	6,8	–	7,3	–	7,05	7,25	6,8	160	—30	265
Auroræ Sinus..............	5,4	–	–	5,6	–	–	5,9	6,6	55	—10	290
Sabacus Sinus..............	6,9	–	7,25	–	7,45	–	–	–	335	—10	280
Ganges....................	3,0	–	–	2,55	–	–	3,5	3,6	65	+ 5	303
Euphrates (Sud)...........	2,3	–	2,3	–	3,5	–	–	–	335	+ 5	293
Syrtis Major..............	7,2	–	6,65	–	7,65	–	–	–	290	+10	298
Lunæ Lacus................	3,75	–	–	3,1	–	–	3,9	4,1	65	+20	310
Euphrates (Nord)...........	2,3	–	2,3	–	2,3	–	–	–	335	+25	(320)
Nilokeras.................	3,9	–	–	3,4	–	–	3,4	–	50	+30	(320)
Niliacus Lacus.............	4,85	–	–	3,85	–	–	3,8?	–	35	+35	(325)

La figure, où les courbes $T = f(\eta)$ sont reportées à la latitude Φ correspondante, montre clairement que l'époque à laquelle les plages commencent à



s'assombrir nettement (long. hélioc. η_0) est d'autant plus tardive que la région considérée est plus éloignée de la zone polaire australe.

III. Le front de la vague saisonnière d'assombrissement qui apparaît de la sorte, affectant également grandes plages sombres et canaux, se propage régulièrement du Sud au Nord : partant de la latitude — 60° (frange polaire Sud) à la fin de l'hiver ($\eta_0 = 250°$), pour gagner l'équateur avant le milieu du printemps ($\eta_0 = 290\text{-}300°$) et parvenir vers la latitude + 40° avant la fin du

printemps austral ($\eta_0 = 330°$), elle parcourt ainsi 100° en latitude (6000^{km}) en 130 jours environ, soit 45^{km} par jour (2 km/h). L'assombrissement des plages est donc strictement lié à l'arrivée d'un agent issu de la calotte polaire Sud, alors en pleine régression.

IV. Il semble même qu'on puisse déjà établir que cet agent se propage non pas au sol, mais par voie atmosphérique, car la topographie sous-jacente ne l'influence pas sensiblement. En effet la dispersion des points représentatifs (Φ, η_0) du front de la vague est plus grande lorsque la distance à la source est mesurée en suivant les grandes artères sombres de la surface (e.m. $= \pm 9°$) que lorsqu'elle est simplement comptée le long des méridiens (e.m. $= \pm 5°$). De plus, comme la vitesse de propagation paraît rester constante lorsque le front de la vague passe d'un hémisphère dans l'autre, celle-ci se fait sans doute plutôt par diffusion que par l'intermédiaire des grands courants atmosphériques, car ceux-ci doivent être sensiblement symétriques par rapport à l'équateur.

V. En dehors de cette vague générale, une coulée sombre beaucoup plus visible, partant à peu près simultanément de la calotte polaire Sud, mais d'expansion ultérieure beaucoup plus lente, a été observée dans la région d'Hellespontus; elle s'étendait jusqu'à $\Phi = -48°$ par $\eta = 265°$, $\Phi = -36°$ par $\eta = 287°$ et atteignait $\Phi = -22°$ par $\eta = 309°$ en s'amincissant progressivement; couvrant 26° (1500^{km}) en 75 jours, elle se propageait régulièrement à une vitesse de 20^{km} par jour (1 km/h), moins de la moitié de celle de la vague générale, ce qui ici suggérerait plutôt une propagation superficielle.

ÉLECTROSTATIQUE. — *Sur le mécanisme d'amorçage des étincelles.*

Note de M. **Stanislas Teszner**, présentée par M. Camille Gutton.

Dans une précédente Note, nous avons donné une première esquisse d'un mécanisme d'amorçage, *accéléré par le champ propre de l'avalanche* électronique concentré en tête de celle-ci. Dans le présent exposé, nous nous proposons d'en fournir une analyse plus détaillée.

Il est plausible d'admettre que les électrons soient répartis en tête de l'avalanche, dans un nuage dont l'épaisseur comprendrait un nombre de parcours libres de l'ordre de celui qui serait nécessaire pour que chaque électron en forme un nouveau par choc sur une molécule neutre. Donc $e^{\alpha\delta} = 2$, d'où δ (épaisseur du nuage électronique) $= 1/\alpha\ 0{,}69$, où α est le facteur de Townsend, de multiplication des électrons. La charge résultante négative d'un tel nuage sera

$$-\varepsilon\, e^{\alpha(x-\delta)} = -\varepsilon \frac{e^{\alpha x}}{2},$$

où x est la distance parcourue à partir de la cathode et ε, la charge élémentaire, soit $4{,}8 \cdot 10^{-10}$ U.C.G.S.

Ce nuage est sollicité, d'une part par les forces de propulsion dues au champ originel E_0 entre électrodes, d'autre part par les forces d'expansion dues aux charges internes (champ E_e); enfin par les forces de rétention dues aux charges des ions dispersés dans la queue de l'avalanche (champ E_i). On aura, comme champs résultants, respectivement sur les faces avant et arrière du nuage électronique

$$E_{rav} = E_0 + E_{eav} - E_{iav}; \qquad E_{iar} = E_0 - E_{ear} - E_{iar}.$$

Admettons, en première approximation, que les charges soient réparties dans l'avalanche des couches planes et parallèles; leur répartition serait linéaire dans le nuage électronique; d'autre part on sait que, dans chaque intervalle $d\xi$, il est formé $\alpha e^{\alpha\xi} d\xi$ des ions positifs, dans la queue de l'avalanche. Il s'ensuit

$$(1) \qquad E_e = E_{eav} = E_{ear} = \frac{2\pi\varepsilon}{\pi r_k^2}\int_0^{\delta_k} e^{\alpha_k(x-\delta_k)}\frac{1}{\delta_k}\left(1 - \frac{\delta_k - \xi}{\sqrt{r_k^2 + (\delta_k - \xi)^2}}\right) d\xi,$$

$$(2) \qquad E_{iav} = 2\pi\varepsilon\alpha\int_0^{x_k-\delta_k} \frac{e^{\alpha\xi}}{r^2}\left(1 - \frac{x_k - \xi}{\sqrt{r^2 + (x_k - \xi)^2}}\right) d\xi,$$

$$(3) \qquad E_{iar} = 2\pi\varepsilon\alpha\int_0^{x_k-\delta_k} \frac{e^{\alpha\xi}}{r^2}\left(1 - \frac{x_k - \delta_k - \xi}{\sqrt{r^2 + (x_k - \delta_k - \xi)^2}}\right) d\xi,$$

où r est le rayon équivalent du nuage, l'indice k qui l'affecte, ainsi que x, δ et α, indiquant que le phénomène est considéré à un point k du parcours entre les électrodes. On prendra pour r la valeur maximum relevée expérimentalement (donnant E_e minimum), soit $r = (\xi/20)$; $r_k = (x_k/20)$.

L'intégrale (1) est soluble analytiquement et l'on obtient

$$E_e = \frac{40\varepsilon}{x_k\delta_k} e^{\alpha_k(x_k-\delta_k)} \frac{20\,\delta_k + \sqrt{400\,\delta_k^2 + x_k^2} - x_k}{20\,\delta_k + \sqrt{400\,\delta_k^2 + x_k^2}}.$$

Les intégrales (2) et (3) ne semblent pouvoir être résolues que par la voie graphique; le calcul sera fait par tranches successives de la queue de l'avalanche, de manière à ce que α puisse être considéré comme fixe dans chaque tranche.

Ceci étant, on trouve, en prenant l'exemple numérique déjà envisagé dans notre précédente Note, à savoir, pour un écartement entre électrodes $= 0^{cm},1$, $E_0 = 225$ U. C. G. S.; α (originel) $= 400$ (à la pression atmosphérique).

Après un parcours $x_{k_1} = 0^{cm},03$; $E_e \cong 18,5$ U. C. G. S.; $E_{iav} \cong 4$ U. C. G. S.; $E_{iar} \cong 14$ U. C. G. S., d'où $E_{rav} \cong 240$ U. C. G. S.; $E_{rar} \cong 193$ U. C. G. S. et, respectivement, les vitesses des faces avant et arrière du nuage électronique $V_{av} \cong 6,7 \cdot 10^7$ cm/s; $V_{ar} \cong 6 \cdot 10^7$ cm/s.

Après un parcours $x_{k_2} = x_{k_1} + 0^{cm},005 = 0^{cm},035$ (α étant passé à ~ 480, mais, d'autre part, le nuage s'étant distendu de $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ cm); $E_e \cong 135$ U. C. G. S.; $E_{iav} \cong 30$ U. C. G. S.; $E_{iar} \cong 110$ U. C. G. S., d'où $E_{rav} \cong 330$ U. C. G. S.;

$E_{rar} \cong -20$ U.C.G.S. et $V_{av} \cong 7{,}8.10^7$ cm/s; $V_{ar} \cong 1{,}9.10^7$ cm/s (en sens opposé).

Le nuage se dilatera, ainsi, à une vitesse de $9{,}7.10^7$ cm/s. Les électrons de la partie arrière en sont rejetés; la force de répulsion du nuage diminuant, l'effet du champ originel redeviendra prépondérant et ces électrons décriront, en définitive, des *trajectoires tourbillonnaires* constatées par l'expérience. Cependant le facteur α passe à 1000 environ, en tête du nuage, ce qui activera le développement de celui-ci à tel point que, malgré les fuites des électrons, l'extension et la propulsion de l'avalanche seront grandement accélérées, et ce de plus en plus, par le jeu cumulatif des phénomènes esquissé ci-dessus.

Les champs et les vitesses calculés concernent les électrons se trouvant sur l'axe de l'avalanche; ces champs et vitesses diminuent à mesure que l'on s'écarte de l'axe; le nuage prendra ainsi une *forme ovoïde* (confirmée par l'expérience, du moins quant à la face avant, la seule observable), ce qui produira, évidemment, aussi un certain ralentissement de la croissance des champs et des vitesses en résultant. D'autre part, comme déjà signalé dans notre précédente Note, une baisse rapide de l'accélération imprimée à l'avalanche devra se produire à partir des champs résultants de l'ordre de 1500 à 2000 kV/cm, soit 5 à 6000 U.C.G.S.; le facteur α commençant alors à décroître et une stabilisation étant à prévoir pour E_{rav} de l'ordre de 5000 kV/cm (V_{av} correspondant, de l'ordre de 4 à 5.10^8 cm/s.)

Toutefois cette limite paraît devoir être atteinte rapidement, à savoir, après un parcours de l'ordre de $0^{cm},05$ dans l'exemple considéré. Dès lors la durée totale de passage des électrons d'une électrode à l'autre serait ici de 7 à 8.10^{-10} s. On trouverait aisément que, pour un intervalle de 1^{cm}, survolté également de 50 %, cette durée ne serait encore que de 3 à 4.10^{-9} s.

Cette *rapidité de passage* des électrons, jointe au *développement* de la première avalanche, est susceptible d'expliquer toutes les constatations expérimentales touchant les amorçages ultra-rapides des étincelles.

MAGNÉTISME. — *Propriétés magnétiques du cérium sans fer.* Note [1] de Mlle **Charlotte Henry La Blanchetais**, présentée par M. Aimé Cotton.

J'ai indiqué [2] les conditions de préparation d'un cérium à 0,4 % de silicium et à teneur en fer extrêmement faible (0,0005 %).

Son étude thermomagnétique, de 80° à 300°K., a été faite dans différents champs moyens (2200, 3250, 4350, 6350, 7800, 8750 Oe), avec une précision d'environ 0,5 %, à l'aide de la balance à translation de Foëx et Forrer [3]

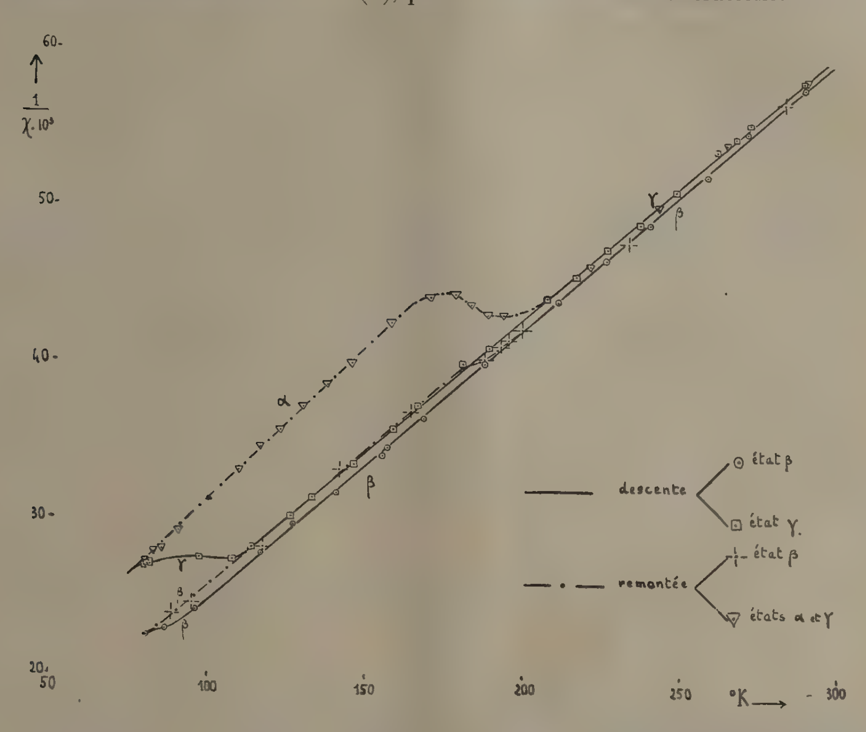
---

(1) Séance du 5 mars 1945.

(2) *Comptes rendus*, 220, 1945, p. 313.

(3) *Journ. de Phys.*, 6e série, 7, 1926, p. 180.

(voir la figure). Des mesures, de 200 à 16000 Oe, effectuées avec l'appareil à extraction de Weiss et Forrer ([4]), permettent les mêmes conclusions.



1° Entre 200 et 16 000 Oe, *le cérium sans fer est purement paramagnétique, aussi bien dans l'azote liquide qu'à la température ordinaire*. J'ai obtenu les valeurs suivantes :

	Ce γ.		Ce β.	
T (°K.)	286,8	80,7	287,4	80,7
$\chi \cdot 10^6$	17,2	36,7	17,3	44,6

Les effets de saturation et l'allure des courbes obtenus dans les essais précédents sont dus probablement à un ferro-cérium, dont le point de Curie est situé entre la température ordinaire et le point d'ébullition de l'azote.

2° *La présence ou l'absence des cycles magnétiques n'est pas affectée par l'absence du fer;* comme l'avait montré F. Trombe ([5]), seul l'état allotropique initial (γ ou β) du cérium intervient.

([4]) *Ann. de Phys.*, **12**, 1929, p. 279.
([5]) *Comptes rendus*, **219**, 1944, p. 90.

3° En l'absence de fer, la représentation en $1/\chi$ et T devient *parfaitement linéaire. Les droites correspondant aux états β et γ sont sensiblement parallèles.*

État.	Point de Curie.	Constante de Curie.	Moment en μ_W.	Moment en μ_B.
α	—56° K.	$50,12.10^{-4}$	11,7	2,37
β (descente)........	—42	57,25	12,6	2,55
β (remontée).......	—47	57,14	12,5	2,53
γ	—51	58,08	12,6	2,55

La droite correspondant à l'état α a une pente légèrement plus forte. Dans le passage de l'état γ à l'état α, la contraction en volume de 10 % (6) est accompagnée d'une diminution du même ordre de la valeur du moment.

Les moments des états β et γ sont très voisins l'un de l'autre; leur moyenne ($2,54\,\mu_B$) est en excellent accord avec la valeur théorique donnée par Van Vleck et Franck (7) pour l'ion Ce^{+++} ($2,56\,\mu_B$).

Le cérium est, jusqu'à présent, le seul élément rare dont les propriétés magnétiques soient fortement modifiées par la présence de traces de fer (0,01 %). Une teneur plus importante de cet élément (0,05 %) n'agit sensiblement pas sur le paramagnétisme du néodyme et du lanthane (8).

PHOTOMÉTRIE. — *Possibilité de comparer des flux lumineux non modulés au moyen d'une cellule photoélectrique à multiplicateur d'électrons suivi d'un amplificateur de tensions alternatives.* Note de M. **Louis Le Blan**, présentée par M. Albert Pérard.

Un photomètre photoélectrique de haute précision doit réaliser la comparaison du flux lumineux étudié à un flux étalon. L'emploi des cellules photoélectriques pour la comparaison de flux très faibles exige, pour l'obtention de la meilleure sensibilité, une résistance de charge d'au moins quelques dizaines de mégohms, ce qui exclut la possibilité d'opérer en lumière modulée à une fréquence supérieure à 1000 p:s environ. En effet, si la fréquence de modulation est élevée, la capacité grille-cathode de la lampe d'entrée de l'amplificateur constitue un shunt nuisible. Si la fréquence est assez basse pour que le phénomène ci-dessus soit négligeable (fréquence inférieure à 1000 p:s), on éprouve des difficultés à réaliser un amplificateur assez sélectif pour atténuer suffisamment le bruit de fond de l'ensemble. Un moyen pour y parvenir consiste en l'utilisation d'un filtre mécanique (diapason), qui exige alors une grande stabilité de la fréquence de modulation, difficile à obtenir au moyen d'un disque tournant.

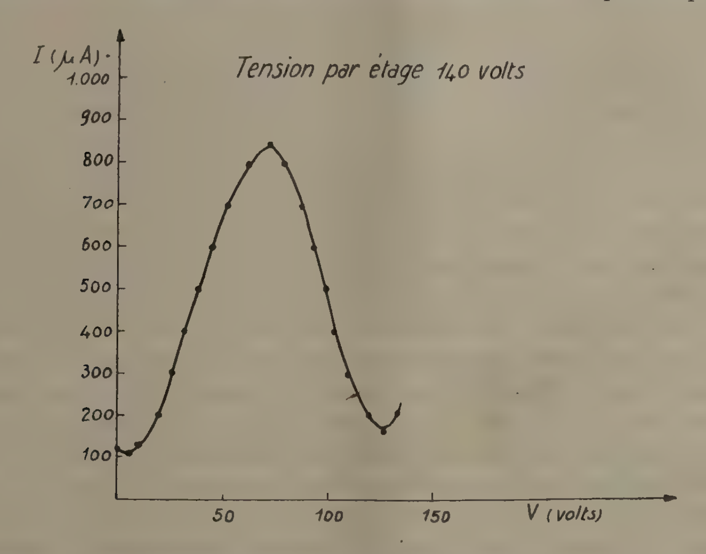
(6) F. Trombe et M. Foëx, *ibid.*, **217**, 1943, p. 501.

(7) Gorter, *Archives du Musée Teyler*, (3), **7**, 1933, p. 183.

(8) F. Trombe, *Comptes rendus*, **198**, 1934, p. 1591.

Si la couche photoélectrique est suivie d'un multiplicateur d'électrons, les inconvénients précédents disparaissent, l'impédance de charge d'un tel appareil pouvant être de quelques dizaines de milliers d'ohms seulement, sans que le bruit de fond de l'amplificateur qui suit soit gênant, car, par suite de l'amplification considérable du courant photoélectrique par le multiplicateur (de 10^5 à 10^6), les fluctuations de la tension de sortie de ce dernier sont grandes relativement au bruit de fond propre de l'amplificateur.

On peut alors opérer en courant alternatif. Mais, sans moduler la lumière, on peut obtenir à la sortie du multiplicateur une tension alternative proportionnelle au courant photoélectrique, en faisant varier périodiquement la



tension de l'une des électrodes du multiplicateur. La figure représente la valeur du courant de sortie I du multiplicateur en fonction de la tension V de l'électrode qui suit la cathode par rapport à la cathode, les tensions des autres électrodes par rapport à la cathode étant maintenues constantes. Le maximum de cette courbe correspond à la tension optimum de l'électrode considérée. On déduit de ce graphique que, si la tension de l'électrode est modulée sinusoïdalement, le flux électronique sera modulé avec la même période. En particulier, si le point de repos est le point optimum, la modulation du flux électronique contiendra très peu d'harmonique 1 et une proportion importante d'harmonique 2. Cette dernière circonstance permet l'emploi de fréquences de modulations élevées, ou de multiplicateurs à faible nombre d'étages, la capacité entre l'électrode de modulation et l'électrode finale n'étant pas gênante, si l'amplificateur, étant accordé sur l'harmonique 2, atténue suffisamment le fondamental.

Cette méthode évite l'emploi d'un disque tournant pour moduler la lumière, d'où les avantages suivants :

1° Amélioration de la stabilité de la fréquence de modulation. Elle n'est plus celle de la vitesse de rotation d'un moteur, mais celle d'un oscillateur de faible puissance ;

2° On n'a plus à craindre l'effet nuisible des vibrations mécaniques du moteur ;

3° Si plusieurs faisceaux tombent sur la cellule simultanément ou séparément, ils sont modulés suivant la même loi quel que soit leur trajet dans l'espace, à condition toutefois qu'ils couvrent la même portion de cathode ;

4° Les irrégularités du disque n'interviennent plus.

PHOTOGRAPHIE. — *Sur un nouvel effet photographique.* Note de M. **Roger Viollet**, présentée par M. Charles Fabry.

1. Le phénomène suivant, observé fortuitement il y a une vingtaine d'années par M. Cabannes qui m'en a proposé l'étude, ne semble pas encore avoir été remarqué ailleurs. Lorsque deux plages voisines α et β d'une même plaque photographique ont été impressionnées, l'une α par un éclairement faible e agissant pendant une exposition de longue durée T, l'autre β par un éclairement intense E avec pose courte t, de telle sorte que les densités d_α et d_β, obtenues à la fin d'un développement poussé au γ_∞, soient égales, on constate au début du développement que la plage $\alpha(T, e)$ apparaît la première et que sa densité reste constamment supérieure à celle de la plage $\beta(t, E)$; la différence $d_\alpha - d_\beta$ croît donc d'abord, passe par un maximum, puis décroît et tend vers zéro, lorsque la durée du développement est suffisamment prolongée (*fig.* 1 *a* et *b*). Ce phénomène peut être une source d'erreurs importantes dans la mesure photographique du rapport de deux éclairements très différents par la méthode de variation du temps de pose.

2. Dans les expériences actuelles, les éclairements ont varié dans le rapport de 1 à 15000 par variation de distance et diaphragmation de la source (diffuseur opale éclairé par une lampe à incandescence ordinaire), et les temps de pose dans le rapport de 1 à 360000 (de 1 sec. à 100 h.) ; les densités finales obtenues n'ont pas dépassé 1,6. Les essais ont porté sur les pellicules semi-rigides orthochromatiques *Studio-film* Gevaert, format $6,5 \times 9^{cm}$. Après exposition chaque pellicule a été divisée en dix échantillons contenant chacun une fraction de la plage α et une fraction de la plage β, et chaque échantillon a été plongé un temps τ déterminé (de 1/2 à 15 min.) dans un révélateur au génol-hydroquinone de température connue.

3. En portant en abscisses la durée de développement τ et en ordonnées la densité d au-dessus du voile, mesurée au microphotomètre Chalonge, on obtient les courbes de la figure 1 *a* ; la variation de la différence des densités

$d_\alpha - d_\beta$ est donnée par la figure 1 *b*. L'égalité des densités finales, difficile à obtenir à coup sûr, n'est pas indispensable pour la mise en évidence du phénomène; il suffit que ces densités soient voisines et qu'à la fin du développement celle de la pose courte β soit la plus grande, la pose longue α apparaissant

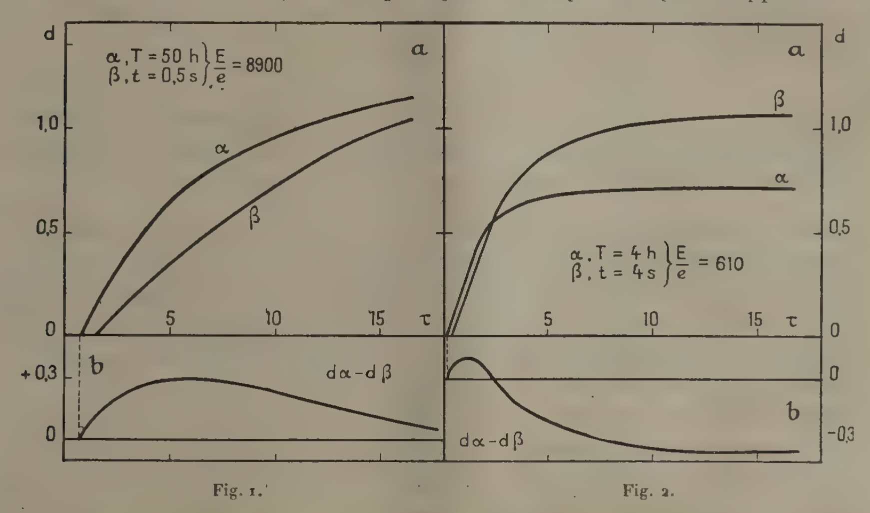


Fig. 1. Fig. 2.

toujours la première (*fig.* 2, *a* et *b*). Ces courbes montrent clairement que le développement de la plage α (T, *e*) s'amorce plus tôt, mais se poursuit plus lentement que celui de la plage β (*t*, E).

4. L'interprétation de cette différence de période d'induction et de comportement ultérieur dans le révélateur paraît pouvoir être recherchée dans une différence entre les dimensions moyennes des cristaux de bromure d'argent portant les deux images latentes et peut-être aussi dans une différente répartition de celles-ci à l'intérieur des cristaux.

Il semble en effet, dans l'état actuel de la théorie quantique de l'image latente et du développement (1), qu'on puisse considérer comme acquis et interpréter, au moins qualitativement, les faits suivants :

a. L'image α formée par un faible éclairement comprend une plus forte proportion de gros grains. Nous avons confirmé cette hypothèse par des dénombrements effectués sur des photomicrographies de coupes minces des plages : après développement la proportion de gros grains dans α (T, *e*) est environ 25 % plus grande que dans β (*t*, E).

b. En moyenne le développement s'amorce plus tôt sur les gros grains que sur les petits, le nombre des germes de développement étant plus élevé sur les premiers que sur les seconds.

(1) W. F. Berg, *Trans. Faraday Soc.*, **39**, 1943, pp. 115-134.

c. L'image latente à faible éclairement (α) est, dans chaque grain, entièrement répartie sur des centres de sensibilité superficiels, alors qu'à éclairement intense (β) elle peut être partiellement interne et par suite plus difficilement développable.

Des expériences ultérieures permettront de vérifier si l'on peut rendre compte ainsi de toutes les particularités du phénomène.

EFFET RAMAN. — *Facteurs de dépolarisation des raies Raman correspondant aux vibrations totalsymétriques des ions* CO_3^{--} *et* NO_3^-. Note de MM. **Pierre Bacchus** et **Alfred Kastler**, présentée par M. Aimé Cotton.

Nous avons mesuré le facteur de dépolarisation des raies Raman correspondant à la vibration totalsymétrique de l'ion NO_3^- et de l'ion CO_3^{--} dans une solution de nitrate et de carbonate de potassium ([1]). De ces mesures nous pouvons déduire des précisions nouvelles sur le mode de vibration de ces ions.

Le dispositif expérimental que nous avons employé est le même que celui utilisé par J. Cabannes et A. Rousset pour des mesures analogues ([2]).

Nous mesurons l'éclairement de la plaque, dû au fond continu du spectre dans la région de la raie étudiée, et l'éclairement dû au fond continu plus la raie Raman. Par différence, on obtient des nombres proportionnels aux intensités des faisceaux i et I. Leur rapport $\rho = i/I$ donne la valeur brute du facteur de dépolarisation cherché.

Cette valeur brute doit subir une correction provenant du non-parallélisme des rayons formant le faisceau incident. Cette correction a été étudiée au double point de vue théorique et expérimental par Cabannes et Rousset ([3]). Sur notre montage nous sommes conduits à une correction soustractive égale, pour les faibles valeurs de ρ, à 0,02.

Nous avons étudié une solution saturée de nitrate de potassium. Pour la raie Raman 1049 cm^{-1}, excitée par la raie indigo du mercure λ 4358 Å, nous obtenons

$$\rho = 0{,}11 \quad \text{(valeur brute)}, \qquad \boxed{\rho' = 0{,}09} \quad \text{(valeur corrigée)}$$

comme moyenne de deux mesures faites avec des temps de pose de 30 heures et de 70 heures. L'erreur probable est évaluée à 0,02.

Nous avons aussi mesuré le facteur de dépolarisation de la raie 1067 cm^{-1} du carbonate de potassium, excitée par les raies λ 4358 Å ou 4046 Å du mercure. La solution employée (400 gr. de CO_3K_2 par litre) n'ayant pu être

---

([1]) J. Cabannes et A. Rousset (*Comptes rendus*, **194**, 1932, p. 79) avaient déjà mesuré ces facteurs de dépolarisation et trouvé par les deux ions des valeurs voisines de $\rho = 0{,}2$.

([2]) *Ann. de Phys.*, 10e série, **19**, 1933, p. 229.

([3]) *Journal de Physique*, 8e série, **1**, 1940, p. 181.

rendue parfaitement limpide, malgré l'ultrafiltration, les spectres présentaient un fond continu assez intense rendant les mesures assez imprécises.

Nous avons obtenu

$$\rho = 0,06 \text{ (valeur brute)}, \qquad \boxed{\rho' = 0,04} \text{ (valeur corrigée)}$$

comme moyenne de deux mesures faites avec des poses de 75 heures.

Interprétation des résultats. — L'ellipsoïde de réfractivité de l'ion CO_3^{--} ou de l'ion NO_3^- est de révolution; les raies Raman étudiées correspondent aux vibrations totalsymétriques de l'ion, dans lesquelles l'ellipsoïde se déforme en restant de révolution autour d'un axe fixe. Si l'on étudie les raies Raman diffusées par un cristal contenant l'ion en question, on peut déterminer le tenseur caractéristique de la déformation. Le tenseur d'amplitude relatif à une vibration totalsymétrique, rapporté aux axes du cristal, qui sont les mêmes que ceux de l'ellipsoïde de réfractivité, ne doit contenir que les termes g'_1, g'_2 et $g'_3 = g'_1$ de la diagonale principale, où g'_1 et g'_2 caractérisent les variations, au cours de la vibration, des deux réfractivités principales en g_1 et g_2 de l'ion, qui ne sont autres que les axes équatorial et polaire de l'ellipsoïde de réfractivité.

On sait que le facteur de dépolarisation dans la solution est lié aux coefficients g'_1 et g'_2 par les relations

$$\rho = \frac{6\delta^2}{(5+7\delta^2)}, \qquad S = \frac{1-(g'_1/g'_2)}{[1+2(g'_1/g'_2)]}.$$

Des valeurs de ρ que nous avons mesurées on peut ainsi déduire deux valeurs possibles du rapport g'_1/g'_2 :

	ρ.	g'_1/g'_2.
pour NO_3K	0,09	3,1 ou 0,45
» CO_3K_2	0,04	1,8 0,6

D'autre part l'étude des raies Raman dans les cristaux donne le tenseur d'intensité de la vibration, qui permet d'obtenir le rapport $|g'_1/g'_2|$ en valeur absolue, mais ne permet pas de connaître son signe. La comparaison des résultats donnés par les deux méthodes permet de préciser g'_1/g'_2 en grandeur et en signe.

Pour le nitrate de sodium, l'étude du cristal a été faite par Nedungadi ([4]). De ses mesures, on peut déduire le tenseur d'intensité, d'où l'on tire

$$\left|\frac{g'_1}{g'_2}\right| = \sqrt{\frac{100}{19}} = 2,3$$

qui correspond à la valeur $g'_1/g'_2 = +3,1$ que nous trouvons.

([4]) *Proceedings of the Indian Academy of Sciences*, 10, 1939, p. 197.

Pour la calcite l'étude la plus récente a été faite par Michalke ([5]), d'où l'on tire

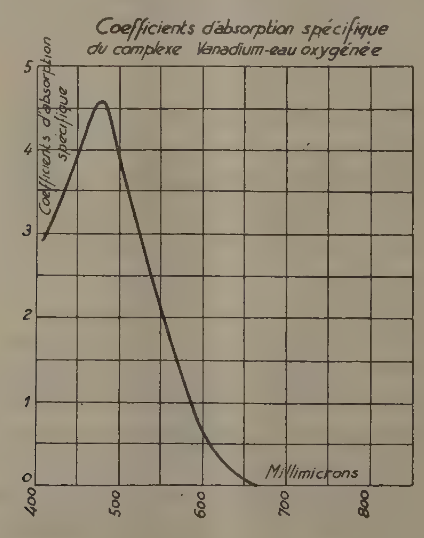
$$\left|\frac{g'_1}{g'_2}\right| = \sqrt{\frac{10}{2,3}} = 2,1$$

qui s'identifie à la valeur 1,8 que nous trouvons.

Nous pouvons donc conclure que, dans la vibration totalsymétrique de l'ion NO_3^- ou de l'ion CO_3^{--}, la déformation de l'ellipsoïde de réfractivité se fait de façon que le demi-axe polaire et le rayon du cercle équatorial soient maxima en même temps, la déformation de l'axe équatorial étant environ deux fois plus grande que celle de l'axe polaire.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Essai de dosage du vanadium dans les aciers par voie spectrophotométrique.* Note de M. **Jean Gillod**, présentée par M. Louis Hackspill.

Les courbes de transmission spectrale du complexe coloré obtenu par réaction de l'eau oxygénée sur une solution de métavanadate d'ammonium dans l'acide azotique ont été déterminées, pour diverses concentrations, par enregistrement au spectrophotomètre ([1]). A partir des facteurs de transmission, on obtient les valeurs des coefficients d'absorption *spécifique* ([2]).



Les valeurs trouvées sont indépendantes des concentrations à l'approximation des mesures près, ce qui prouve la validité de la loi de Beer-Lambert. La courbe ci-dessus donne les variations des coefficients d'absorption spécifique en fonction des longueurs d'onde. Il existe un maximum pour 480 $^{m\mu}$.

([5]) *Zeitschrift für Physik*, **108**, 1938, p. 748.

([1]) J. Gillod, *Thèse de Paris*, 14 janvier 1944.

([2]) Calculés pour 1^{g} de vanadium métal par litre et une cuve de 1^{cm} d'épaisseur.

Pour les applications industrielles à l'analyse des alliages, il est intéressant de vérifier que les résultats restent invariables quand le vanadium se trouve en présence d'une grande quantité de fer, ou encore associé à du chrome ou à du nickel.

Nous avons d'abord enregistré au spectrophotomètre les courbes de transmission spectrale de solutions nitriques ou sulfuriques de fer, de nickel ou de chrome.

L'examen de ces courbes permet de choisir la longueur d'onde la plus favorable pour mesurer l'absorption du vanadium en présence de ces métaux. Il est préférable en effet, pour la précision des mesures, que les métaux étrangers présentent une absorption faible pour la longueur d'onde choisie, tandis que le complexe vanadium-eau oxygénée présente une absorption notable.

Nous avons effectué toute une série de mesures pour diverses concentrations en vanadium en ajoutant une forte proportion de fer, de chrome ou de nickel, ainsi qu'on peut en trouver dans les aciers courants au vanadium. La longueur d'onde choisie était $520^{m\mu}$. Dans tous les cas, les coefficients d'absorption trouvés pour le complexe formé par addition d'eau oxygénée ont été les mêmes que si le vanadium était le seul métal présent dans la solution. La présence de fer, de chrome ou de nickel ne modifie pas la méthode de dosage, pourvu que la solution utilisée soit portée à un degré d'oxydation tel que tout le vanadium reste bien à la valence 5. La séparation préalable de ces métaux n'est pas nécessaire.

On se trouve donc en présence d'une méthode d'analyse quantitative sensible, simple et rapide. La mesure du coefficient d'absorption a se ramène à celle de deux élongations x et y du spot galvanométrique de l'appareil pour la longueur d'onde choisie, avant et après réaction à l'eau oxygénée; on a

$$a = \log \frac{x}{y}.$$

Soit a_0 le coefficient d'absorption *spécifique*, connu une fois pour toutes ($a_0 = 3,46$ pour $\lambda = 520^{m\mu}$). Le rapport a/a_0 donne en grammes par litre la concentration en métal vanadium dans la solution étudiée.

La précision dans les mesures atteint 1/100, si l'on choisit les concentrations des solutions de façon que les coefficients d'absorption a restent compris entre 0,2 et 1. Elle est du même ordre que le titre des solutions utilisées.

De telles mesures ne sont plus possibles si l'on remplace la lumière monochromatique fournie par le spectrophotomètre par des bandes spectrales de 50 à $80^{m\mu}$ de largeur, comme on les utilise dans les colorimètres ordinaires.

On démontre aisément, et l'expérience confirme que les coefficients apparents d'absorption ne sont plus proportionnels aux concentrations; de plus, ils varient notablement avec la couleur initiale de la solution. C'est ainsi qu'en présence de chrome (dans la proportion de 5^g de chrome pour 1^g de vanadium), le coeffi-

cient d'absorption mesuré augmentait de 30 % en lumière verte et de 20 % en lumière bleue.

Il apparaît bien que beaucoup de dosages par voie colorimétrique ordinaire dans lesquels la loi de Beer-Lambert semble ne pas s'appliquer, pourraient être repris par spectrophotométrie. L'utilisation de lumière monochromatique avec une longueur d'onde bien choisie montrerait souvent que la loi de Beer-Lambert se vérifie en fait, permettant ainsi une méthode de dosage simple et précise.

CHIMIE MINÉRALE. — *Contribution à l'étude des sulfates ferriques.* Note de M. **Jean Amiel**, Mlle **Micheline Gourdonneau** et M. **René Vauthier**.

Les mémoires d'Applebey et Wilkes [1] et de Posnjak et Merwin [2], parus en 1922, ne faisant pas mention d'un sulfate basique et des variétés jaune et blanche du sulfate normal $(SO^4)^3Fe^2, 9OH^2$ décrits en 1907 par Recoura [3], il nous a paru utile d'en reprendre l'étude.

Préparation. — Nous avons préparé le sulfate anhydre $(SO^4)^3Fe^2$. A partir des solutions aqueuses de ce sel, nous avons obtenu, par une méthode voisine de celle de Recoura, un sulfate hydraté jaune $(SO^4)^3Fe^2, 9OH^2$. Lorsque nous avons voulu passer de celui-ci à son isomère blanc par le procédé de Recoura, nous avons toujours échoué. Mais certains échantillons de sulfate jaune se sont transformés lentement en sulfate blanc, à masse constante, en atmosphère séchée par du chlorure de calcium. Les analyses donnent des compositions très voisines pour les deux variétés; toutefois nous avons trouvé que le sel jaune stable était très légèrement basique, alors que le sel blanc était neutre ou très légèrement acide. Recoura avait conclu à une isomérie en étudiant l'action de l'eau et de l'alcool sur ces deux sulfates.

Par action de l'acétone sur les solutions aqueuses de sulfate ferrique, nous avons isolé au bout d'un mois le sulfate basique $6(SO^4)^3Fe^2, O^3Fe^2$, aq. décrit par Recoura.

En traitant ces solutions par l'acide sulfurique, nous avons facilement reproduit l'acide ferrisulfurique $(SO^4)^3Fe^2, SO^4H^2, 8OH^2$.

Spectres de diffraction X. — Ces spectres ont été obtenus par l'un de nous suivant la méthode de Debye-Scherrer.

Le sulfate ferrique anhydre est amorphe, du moins lorsqu'on le prépare comme Recoura.

Les spectres des sulfates hydratés jaune et blanc présentent de petites différences. Voici, convertis en interstices (en Å), les résultats trouvés expérimentalement, en utilisant en moyenne quatre clichés pour chaque corps (entre parenthèses, l'intensité relative des raies évaluée de 1 à 10).

---

(1) *J. Chem. Soc.*, **121**, 1922, p. 337.

(2) *J. Am. Chem. Soc.*, **44**, 1922, p. 1965.

(3) *Ann. Chim. Phys.*, 8e série, **11**, 1907, p. 264.

Sulfate jaune. — 9,05 (10); 5,40 (5); 4,77 (5); 4,00 (1); 3,55 (8); 3,35 (4); 3,10 (6); 2,73 (2); 2,50 (1); 2,30 (1).

Sulfate blanc. — 9,00 (10); 7,55 (1); 5,42 (4); 4,73 (7); 4,05 (1); 3,37 (8); 3,15 (3); 3,00 (1); 2,73 (2); 2,55 (1); 2,30 (1); 1,87 (1); 1,77 (1); 1,68 (1).

La raie correspondant à l'interstice 3,55 ne figure que dans le spectre du sulfate jaune; celle qui correspond à l'interstice 3,37 est plus intense dans le spectre du sulfate blanc; ce dernier spectre est plus net, de sorte qu'on a pu repérer des raies plus nombreuses. Ceci confirme donc l'hypothèse d'une isomérie.

Le spectre X du sulfate basique ne renferme que quelques raies, figurant avec des intensités relatives différentes dans l'un ou l'autre des spectres précédents.

5,45 (10); 4,70 (3); 3,97 (1); 3,57 (10); 3,10 (3).

Pour l'acide ferrisulfurique, on note une contraction systématique des interstices :

8,60 (10); 7,35 (1); 4,70 (3); 4,02 (3); 3,25 (8); 3,05 (8); 2,30 (1).

Mesures magnétiques. — Ces composés sont paramagnétiques. Les mesures ont été faites dans une cave profonde où régnait une température de 10° C., à l'aide d'une balance magnétique du type Curie-Chéneveau à laquelle Amiel a fait apporter divers perfectionnements. Nous avons pris comme étalon le sel de Mohr, de susceptibilité spécifique $33,71.10^{-6}$ à 10°C. Voici les valeurs, à 10°, de la susceptibilité magnétique spécifique χ, du produit χ_M de cette susceptibilité par la masse moléculaire, et de la *susceptibilité atomique du fer* χ_{Fe} obtenue en ajoutant à χ_M les corrections nécessaires pour tenir compte du diamagnétisme de $(SO^4)^{--}$, OH^2 et SO^4H^2, et en divisant par le nombre d'atomes de fer dans la molécule :

	χ à 10°.	χ_M à 10°.	χ_{Fe} à 10°.
$(SO^4)^3Fe^2$ anhydre	$61,1.10^{-6}$	0,0244	0,01225
$(SO^4)^3Fe^2$, $9OH^2$ jaune	40,0	0,0225	0,01135
$(SO^4)^3Fe^2$, $9OH^2$ blanc	53,7	0,0302	0,0152
$(SO^4)^3Fe^2$, SO^4H^2, $8OH^2$	45,5	0,0292	0,0147
$6(SO^4)^3Fe^2$, O^3Fe^2, $57OH^2$	36,2	–	–

Nous n'avons pas pu faire de correction certaine pour l'oxyde ferrique du sulfate basique. La précision des mesures est de 2 %.

On peut donc affirmer que les sulfates jaune et blanc, qui ont des susceptibilités magnétiques très différentes, constituent deux isomères. Le fer est nettement plus dissimulé dans le premier de ces composés. Le sulfate jaune n'est pas du sulfate blanc coloré par des traces de sulfate basique ou d'oxyde ferrique.

Conclusion. — Nos travaux confirment donc ceux de Recoura.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèse totale de quelques acides gras mono-éthyléniques à chaîne normale*. Note de M. **Pierre Baudart**, présentée par M. Marcel Delépine.

Sauf pour quelques cas particuliers, la création d'une liaison éthylénique en un point déterminé d'une chaîne a toujours présenté de grandes difficultés. Dans une récente synthèse de l'acide oléique ([1]), nous avons fait réagir un magnésien sur un éther-oxyde α-β-dibromé. La réduction de l'α-bromoéther ainsi formé conduit à la double liaison cherchée. Nods avons étendu cette méthode en synthétisant l'acide linoléique (diéthylénique) ([2]). Le procédé ci-dessus présente deux défauts, les rendements sont mauvais dans les chaînes à poids moléculaire élevé; il fait appel à des matières premières assez difficilement accessibles.

Dans le présent travail nous avons suivi une voie de synthèse différente, basée sur la préparation d'une acyloïne, réduite ensuite en glycol correspondant. Ce dernier, transformé en dibromhydrine, donne, après réduction, la liaison éthylénique. Les acyloïnes se préparent avec d'excellents rendements par la méthode de Hansley ([3]), méthode que nous avons étendue en préparant des acyloïnes à radicaux non symétriques, l'un d'eux permettant la création ultérieure d'une fonction carboxylée. Nous avons étudié deux voies de synthèse différentes :

Méthode A.

$$\mathrm{R.COO{-}C^2H^5 + CH^2{=}CH.(CH^2)^n{-}COO{-}C^2H^5 \xrightarrow{Na} R.CO{-}CHOH{-}(CH^2)^n{-}CH{=}CH^2}$$

$$\mathrm{\xrightarrow{H^2} R.CHOH{-}CHOH{-}(CH^2)^n{-}CH{=}CH^2 \rightarrow diacétate \xrightarrow{O^3} R.\underset{CH^3COO}{CH}{-}\underset{OOCCH^3}{CH}{-}(CH^2)^n{-}COOH}$$

$$\mathrm{\xrightarrow[HBr]{KOH} R.CHBr{-}CHBr{-}(CH^2)^n{-}COOH \xrightarrow{Zn} R.CH{=}CH.(CH^2)^n{-}COOH.}$$

Méthode B.

$$\mathrm{R.COO{-}C^2H^5 + C^2H^5{-}O{-}(CH^2)^n{-}COO{-}C^2H^5 \xrightarrow{Na} R.CO{-}CHOH{-}(CH^2)^n{-}O{-}C^2H^5}$$

$$\mathrm{\xrightarrow{H^2} R.CHOH{-}CHOH{-}(CH^2)^n{-}O{-}C^2H^5 \xrightarrow{BrH} R.CHBr{-}CHBr{-}(CH^2)^n{-}Br}$$

$$\mathrm{\xrightarrow{Zn} R.CH{=}CH{-}(CH^2)^n.Br \xrightarrow[KOH]{CNK} R.CH{=}CH.(CH^2)^n{-}COOH,}$$

Dans la méthode A, l'une des matières premières, l'ester ω-éthylénique, est difficilement accessible [sauf dans le cas de l'acide undécylénique ([4])]; la réduction de l'acyloïne nécessite l'emploi d'isopropylate d'Al; le rendement final est de 15 % environ (calculé sur l'ester ω-éthylénique).

([1]) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 399.

([2]) *Bull. Soc. Chim.*, **11**, 1944, p. 336.

([3]) *J. Am. Chem. Soc.*, **57**, 1935, p. 2303.

([4]) Ruzicka, Plattner et Widmer, *Helv. Chim. Acta*, **25**, 1942, p. 604.

Dans la méthode B, l'ester-éther-oxyde s'obtient sans difficultés (5); la réduction de l'acyloïne s'effectue sans précautions spéciales en présence de Ni-Raney; le rendement atteint 25 %.

Bien entendu, au cours de la préparation de l'acyloïne il se forme un mélange de deux produits symétriques et du produit à radicaux mixtes. Comme il est d'usage dans ce cas, nous avons augmenté la proportion de l'ester le plus facilement accessible, afin que la presque totalité de l'autre entre dans la combinaison intéressante. Dans chaque cas nous avons séparé les glycols stéréoisomères α et β, que nous avons traités séparément et qui nous ont conduit aux acides correspondants (*cis* ? et *trans* ?)

Des Mémoires détaillés paraîtront dans un autre Recueil.

I. Undécène-5 oïque (Méthode A). — *Hexène-5 oate d'éthyle.* — L'adipate acide d'éthyle, transformé en sel de K par l'éthylate de K dans l'éthanol anhydre et réduit par Na, donne l'hexanol-6 oïque. Ce dernier est transformé en stéarate de l'hexanol-6 oate d'éthyle qui, décomposé par la chaleur, conduit à l'hexène-5 oate d'éthyle (ester *p*-bromophénacylé F 48°).

Dodécène-1 diol-6.7. — L'acyloïne a été préparée par la méthode de Hansley (*loc. cit.*) à partir de 2,5 parties de caproate d'éthyle et 1 partie d'héxénoate. Après une rectification et réduction par l'isopropylate d'Al, les diols ont été séparés par cristallisation dans $CHCl^3$ (β, F 111°-112°; α, F 62°-64°).

Undécène-5 oïque. — Le diacétate du précédent, oxydé par l'ozone et MnO^4K, conduit au diacétate de l'undécane-diol-5.6 oïque, qui, saponifié, traité par BrH, réduit par Zn en présence de INa dans l'acétone, conduit à l'acide cherché (ester *p*-bromophénacylé α, F 57°-58°; β, F 46-47°).

II. Dodécène-6 oïque (Méthode B). — *Éthoxy-5 pentanoate d'éthyle.* — Le sel d'argent de l'adipate acide d'éthyle, dégradé par Br suivant la méthode de H. et C. Hunsdieker (*loc. cit.*), conduit au bromo-5 pentanoate d'éthyle qui, traité par l'éthylate de Na, donne l'éthoxy-5 pentanoate (ester *p*-bromophénacylé F 46°).

Éthoxy-1 undécane diol-5.6. — L'acyloïne préparée à partir du caproate d'éthyle et de l'ester précédent, réduite en présence de Ni-Raney, conduit aux diols cherchés (β, F 108°-109°; α, F 57°-58°).

Dodécène-6 oïque. — Le précédent, chauffé pendant 50 heures à 90°-100° avec un excès de BrH dans l'acide acétique, donne, après réduction ménagée par Zn, le bromo-1 undécène-5 qui, par l'intermédiaire du nitrile correspondant, conduit à l'acide cherché (ester *p*-bromophénacylé ; α, F 61°-62°; β, F 49°-50°).

III. Hexadécène-9 oïque (acide palmitoléique). — *Éthoxy-8 octanoate d'éthyle.* — Préparé comme précédemment à partir du sel d'Ag de l'azélate acide d'éthyle (ester *p*-bromophénacylé F 39°).

Éthoxy-1 pentadécane diol-8.9. — Le précédent, condensé avec l'heptanoate d'éthyle, conduit à l'acyloïne, qui réduite donne le diol (β, F 110°-111°; α, F 57-58°).

Hexadécène-9 oïque. — Obtenu par des traitements analogues à ceux de la précédente synthèse. α, F 32°-33° (6); β (ester *p*-bromophénacylé) F 40°-41). La fusion de ce dernier s'effectue sans dépression par mélange avec le produit correspondant extrait d'un échantillon d'huile de foie de Requin de la Méditerrannée.

---

(5) H. et C. Hunsdieker, *Ber. d. chem. Ges.*, 75, 1942, p. 291.

(6) Cf. Nagel et Mortens, *ibid.*, 74, 1941, p. 976.

IV. Octadécène-9 oïque (acide oléique). — Préparation identique à la précédente, l'heptanoate étant remplacé par le nonanoate d'éthyle.

Éthoxy-1 heptadécanediol-8.9 : β, 112°-113°; α, 60°-61°.

Octadécène-9 oïque : α (élaïdique) F 44°-45°; β (oléique) ester *p*-bromophénacylé F 44°-45°, fondant sans dépression par mélange avec les dérivés correspondants du produit naturel.

GÉOLOGIE. — *Sur la transgression sénonienne dans la région tellienne du département d'Alger.* Note de M. **Alexis Lambert**, transmise par M. Charles Jacob.

La transgression sénonienne est indubitable sur la *chaîne calcaire;* cet étage y est représenté par des marno-calcaires à Inocérames, Rosalines et Baculites. Sur le revers sud du *sillon tellien*, E. Ficheur (¹) et S. Savornin (²) ont signalé l'étage, également transgressif. Dans le sillon tellien (zone II de L. Glangeaud) il était admis que le Sénonien est représenté par des marnes noires, à boules calcaires jaunes et Inocérames. D'après L. Glangeaud ces terrains passent, à leur partie supérieure, à des couches détritiques admettant de petits poudingues et des microbrèches annonçant l'émersion qui clôt le cycle sédimentaire crétacé.

Le levé géologique de la feuille Laperrine au 50000ᵉ, qui se situe dans le sillon tellien, m'a permis de modifier les conceptions admises jusqu'à ce jour, au moins pour la région comprise entre les méridiens d'Alger et de Bouira.

Sur la partie Est de la feuille et débordant sur celle de Tablat, en compagnie de M. Aymé, j'ai observé, reposant sur les différents termes du Crétacé, depuis l'Aptien et y compris les marnes noires à boules jaunes, une puissante formation de marnes grises admettant de nombreux lits de microbrèches chargés de débris d'Inocérames. Cette série débute par un poudingue qui, quoique peu puissant, se présente d'une façon constante. D'autres niveaux de poudingues apparaissent sporadiquement au sein des couches plus finement détritiques. Les niveaux grossièrement détritiques renferment de nombreux Ostracés parmi lesquels : *Ostrea nicaisei* Coq., *Ostrea* (*Pycnodonta*) *vesicularis* Lmk., *Ostrea santonensis* d'Orb., *Ostrea renoui* Coq., *Ostrea vomer* Coq., ainsi que *Arca teutobochus* Coq.

Cette faune semble caractériser le Santonien. Les couches sénoniennes sont ployées en un vaste synclinal s'étendant sur plusieurs kilomètres en longueur et en largeur. Suivant une partie de la périphérie de ce synclinal, le Trias gypseux apparaît et des ophites l'accompagnent généralement. Le matériel triasique est repris dans le poudingue de base du Sénonien. Par contre le Trias se montre intrusif dans les terrains antérieurs.

Ces diverses observations montrent que d'importants mouvements orogé-

---

(¹) *Bull. Soc. Géol. France*, 3ᵉ série, 17, 1988, p. 247.

(²) Étude géologique de la région de Hodna et du plateau sétifien (*Thèse*, Lyon, et *Bull. Carte Géol. Algérie*, 2ᵉ série, n° 7, 1 vol. in-8°, 496 p., 94 fig., 1 carte h. t.).

niques se sont produits avant la transgression sénonienne. Ils ont alors provoqué l'intrusion du Trias à travers la couverture crétacique sur une vaste étendue. Le phénomène de plissement s'est poursuivi au cours du dépôt des terrains sénoniens.

Le Crétacé supérieur détritique et transgressif s'observe également en divers points de la feuille Laperrine, où il forme de petits synclinaux respectés par l'érosion. Aux environs mêmes du centre de cette feuille, aux abords de la chaîne calcaire, l'orogénie tertiaire, ainsi que les intrusions triasiques concomitantes, ont produit des bouleversements qui rendent l'observation difficile. On peut néanmoins y voir une série détritique à faciès flysch, reposant indifféremment sur les divers termes du Crétacé inférieur et moyen. Ce terrain m'a fourni des Huîtres caractéristiques, ainsi que quelques fragments de Rudistes, vers le village de Laperrine.

Sur le revers sud de la chaîne calcaire (zone 1° de L. Glangeaud), j'ai observé en différents points (route de Keddara à Palestro, flanc nord de la vallée de l'oued Isser aux abords du village de Thiers) un flysch à microbrêches et petits poudingues qui se distingue du flysch Albo-Aptien par la présence de nombreux fragments d'Inocérames dans des marnes finement détritiques.

On voit que l'âge des marnes noires à boules jaunes est à nouveau remis en question (3). La partie inférieure de ces terrains peut être datée à proximité du village de Thiers sur la rive sud de l'oued Isser. On y observe, reposant sur le flysch, de petits poudingues à ciment calcaire qui m'ont fourni *Orbitolina discoidea-conoidea* A. Gras et *Heterodiadema* sp.

Ce niveau détritique est surmonté de calcaires récifaux à Rudistes; puis se présentent, en concordance, les marnes noires à Inocérames, qui offrent une épaisseur d'un millier de mètres. On a donc là une série compréhensive, vraisemblablement depuis l'Albien et allant peut-être jusqu'au Cénomanien. Comme le pense J. Savornin (4), on pourrait admettre l'existence d'une lacune turonienne dans cette partie du Tell.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Cytologie des zoospores de* Plasmopara viticola *Berl. et de Toni.* Note de M. **Marcel Bosc**, présentée par M. Louis Blaringhem.

La cytologie des zoospores de *Plasmopara viticola* Berl. et de Toni a pu être précisée à l'aide de techniques de coloration sur matériel fixé et frais et par observation directe en éclairage sur fond noir (ultramicroscope).

Observations après fixation. — Fixation au liquide de Champy et de Duboscq-

---

(3) L. Glangeaud, *Thèse de doctorat*, Paris, et *Bull. du Serv. de la Carte géol. de l'Algérie*, 2e série, n° 8, 1932, p. 259.

(4) Cf. *La Géologie algérienne et nord-africaine depuis* 1830, p. 267 (Collection du *Centenaire de l'Algérie*).

Brasil; étalement à la gélose selon la technique de E. Chatton ([1]), coloration à l'hématoxyline de Heindenhain. Les zoospores issues des conidies d'été sont de formes arrondies et mesurent 10$^{\mu}$ de diamètre environ (*fig.* 1, 2, 3). Elles



Plasmopara viticola Berl. et de Toni. 1, 2, 3, zoospore. — Champy; H. F. × 1.600.

présentent une baguette osmiophile qui est à rapprocher du parabasal signalé à la base des flagelles chez les Flagellés ([2]) et les choanocytes des Éponges et qui paraît être l'homologue de la plaquette osmiophile observée par Mèves ([3]) dans les spermatozoïdes de *Fucus serratus* et de *Fucus vesiculosus*. Cette baguette, le plus souvent rectiligne, est quelquefois flexueuse et paraît, dans certains cas, formée de granulations ovoïdes réunies entre elles par un tractus osmiophile. Le noyau, qui présente un nucléole, peut être en contact avec un centrosome (blépharoplaste). Il est alors piriforme ou légèrement ovoïde, sans contact avec le centrosome ou en rapport avec lui par un fin rhizostyle. Du centrosome partent deux flagelles de longueur et de grosseur inégales, dont l'extrémité est terminée en spatule. Ils peuvent atteindre 25 à 30$^{\mu}$ de long. Le centrosome, toujours en contact avec le parabasal, a pu être observé soit à une extrémité (*fig.* 2) de celui-ci, soit en un point voisin de son milieu. C'est dans ce dernier cas surtout qu'a pu être vérifiée (*fig.* 1 et 3) sa liaison avec le noyau. Le chondriome se présente généralement sous forme de mitochondries; on n'observe que très rarement des chondriocontes (*fig.* 1).

Coloration vitale. — C'est le rouge neutre qui donne les plus belles colorations vacuolaires. Ce colorant met en évidence une grosse vacuole, qui est accompagnée, quelquefois, de une ou deux autres vacuoles de même taille ou de trois ou quatre plus petites. La formation *de novo* de celles-ci a été observée. A leur apparition elles se teintent en orangé; celles qui les ont précédées sont colorées en rouge vif. On a pu observer aussi de très petites vacuoles, à contour très net,

---

([1]) *Bull. hist. appl.*, 6, 1929, pp. 268-270.

([2]) O. Duboscq et P.-P. Grassé, *Arch. Zool. exp.*, 73, 1938, pp. 381-621.

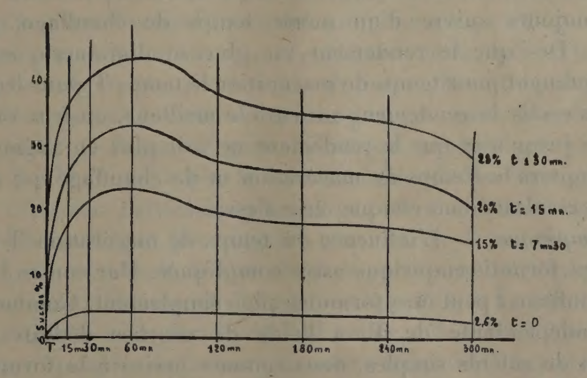
([3]) *Arch. für Mikros. Anat.*, 91, 1918, pp. 272-311.

dans l'un des deux flagelles seulement; ce qui permettrait de conclure à l'existence d'une gaine protoplasmique organisée. Le vert janus colore les mitochondries et, fortement aussi, le granule, sur lequel s'insèrent les deux flagelles. Le centrosome, relativement gros, paraît recouvert d'une couche lipoïdique, analogue à celle qui constitue les mitochondries. D'ailleurs Meves a coloré, comme les mitochondries, par la fuchsine acide, les centrosomes de *Fucus vesiculosus* et de *Fucus serratus*.

Observations à l'ultramicroscope. — Le protoplasme apparaît granuleux. Quand la zoospore est en mouvement les deux flagelles sont dans le prolongement l'un de l'autre. L'un d'eux joue le rôle d'une rame et l'autre celui d'un gouvernail. La zoospore peut avoir un mouvement de rotation dû à l'enroulement d'un flagelle autour d'elle.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Contribution à l'hydrolyse des celluloses du bois.* Note de M. **François Abadie**.

Pour cette étude nous avons pris comme base le procédé Brus-Fauconnau. On broie une quantité de bois équivalente à 100^{kg} de bois sec avec 136^{kg} d'acide sulfurique à 60° B. On laisse le mélange macérer pendant 4 heures; on ajoute 250^{l} d'eau et l'on chauffe durant 15 minutes entre 80 et 100°; on neutralise, on filtre et l'on extrait le glucose. Nous avons conservé constants les facteurs suivants : proportions et concentration de l'acide, macération et chauffage vers 100° et fait varier les temps de macération et de chauffage, qui ne semblaient pas avoir fait l'objet de recherches méthodiques. La réaction a été arrêtée en réduisant la concentration en acide à 0,5 % par addition d'eau. Les dosages ont été faits par la méthode de Bertrand.



Nous avons utilisé de la sciure de bois de peuplier très fine et très saine. Les résultats, obtenus en faisant varier le temps de macération T de 15 à 300 minutes et le temps de chauffage t de 0 à 30 minutes, ont été représentés par une série de courbes en portant en ordonnée le rendement en sucres % de bois sec et en

abscisse le temps de macération; chaque courbe correspond à un temps de chauffage constant.

Constatations physiques. — Lorsque $t = 0$ la solution est brune et très lente à filtrer. Elle devient incolore et traverse le filtre aussi vite que l'eau quand $t = 30$ minutes. Sous l'action de l'acide sulfurique la cellulose est transformée en produits gélatineux et colloïdaux, qu'un chauffage en présence d'eau détruit peu à peu.

Influence des temps de macération et de chauffage. — L'examen des courbes montre qu'elles ont toutes la même forme générale. Quel que soit le temps de chauffage t, le rendement en glucose croît d'abord avec le temps de macération T, puis diminue à partir d'une certaine valeur de T, la même pour toutes les courbes. C'est donc uniquement durant la macération que la cellulose est dégradée en produits hydrolysables. Le chauffage ultérieur ne peut qu'hydrolyser ce qui a été dégradé durant la macération.

Aussi poussé qu'on le voudra, le chauffage ne permettra d'obtenir le maximum de sucres que si la macération a été bien conduite. Il faudra pousser l'attaque de la cellulose aussi loin que possible en évitant de dépasser le point où, à leur tour, les produits de la dégradation sont attaqués. En réalité cette attaque a lieu dès le début; on s'arrête quand la destruction l'emporte sur la formation. Pour chaque espèce de bois et pour ses différents états physiques (humidité, état de division etc.) il sera nécessaire de déterminer la valeur optima de T.

Le rendement en glucose croît toujours avec le temps de chauffage. Quel que soit le temps de macération, l'hydrolyse totale des produits de la dégradation se produit toujours après un même temps de chauffage.

En vue de l'application industrielle du procédé, deux séries d'essais seront suffisantes. La première sera l'étude du temps de macération. On le fera varier en faisant toujours suivre d'un même temps de chauffage, par exemple 15 minutes. Dès que le rendement en glucose diminuera, on s'arrêtera. Ensuite, en prenant pour temps de macération le temps T pour lequel au cours des premiers essais le rendement aura été le meilleur, on fera varier le temps de chauffage jusqu'à ce que le rendement ne soit plus en augmentation sensible. On adoptera les temps de macération et de chauffage qui auront donné les meilleurs résultats dans chaque série d'essais.

Formule empirique. — L'influence du temps de macération T serait représentée par une formule empirique assez compliquée. Par contre l'influence du temps de chauffage t peut être formulée plus simplement. Comme elle est pratiquement indépendante de T, à l'aide de courbes déduites du premier graphique et de calculs simples, nous sommes arrivé à la formule suivante, dans laquelle G désigne le pourcentage de glucose obtenu :

$$G(t) = G(0) + [G(30) - G(0)] \log_{10}(1 + 0,30\, t).$$

Cette formule n'est assez satisfaisante que dans l'intervalle étudié.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Les phases de croissance chez* Helix aspersa *Müll.* Note [1] de Mlle **Jeanne Defaye**, présentée par M. Maurice Caullery.

Le cycle complet du développement de l'Escargot gris *Helix* (*Cryptomphalus*) *aspersa* Müll. a été étudié au laboratoire dans des conditions de milieu constantes : température de 15°, air saturé d'humidité, alimentation variée et surabondante. Aucune diapause saisonnière n'a été observée dans ces conditions : le développement se poursuit sans interruption jusqu'à la ponte et dure environ une année. L'analyse de la croissance pondérale conduit à subdiviser ce développement en plusieurs périodes, ou *phases*, de croissance exponentielle. Chaque phase se traduit par un segment de droite sur le graphique *log. poids/temps* et peut être définie par une valeur du *taux de croissance* (accroissement journalier, multiplié par 1000, du logarithme du temps).

1° Une première phase de croissance rapide, débutant à l'éclosion (poids 15 à 20^{mg}, coquille de 1 tour 1/4 à 1 tour 1/2 de spire), est caractérisée par un taux de croissance de 9, soit un doublement du poids tous les mois environ. Elle dure de 8 à 9 mois et se termine lorsque l'animal atteint un poids voisin de 3^{g},5, avec une coquille comportant 3 tours 3/4 de spire. Durant cette phase, que j'appellerai *juvénile*, la glande hermaphrodite est déjà ébauchée et toutes les parties de l'appareil génital se différencient progressivement. Comparé au poids total du corps, le poids de l'appareil génital manifeste une allométrie fortement majorante ($\alpha = 2,3$). Le poids de la coquille s'accroît un peu plus vite que celui des parties molles.

2° Un abaissement brusque du taux de croissance à la valeur 3 marque le début d'une seconde phase de croissance, qui se poursuivra durant près de 5 mois, jusqu'à ce que l'animal ait atteint son poids définitif (environ 10^{g}) et sa coquille un peu plus de 4 tours de spire. Le début de cette phase, dite de *maturité*, correspond à l'entrée en fonction de la glande hermaphrodite (puberté), le canal hermaphrodite apparaissant alors distendu par une masse blanche de spermatozoïdes. Le poids de l'appareil génital dans son ensemble reste, durant cette phase, lié au poids du corps par la même relation d'allométrie que précédemment; mais certaines parties du tractus génital manifestent une croissance nettement dysharmonique par rapport aux autres. Il en est ainsi pour le flagellum du pénis et pour le diverticule de la poche copulatrice, qui, de même longueur que le canal de la poche à la puberté, peut être finalement 6 fois plus long que lui. Quant à la glande de l'albumine, elle s'accroît en présentant, aussi bien avant qu'après la puberté, la même relation d'allométrie majorante ($\alpha = 1,3$) par rapport à l'ensemble de l'appareil génital. La corrélation

---

[1] Séance du 12 mars 1945.

observée chez les Limaciens ([2]) entre la puberté et le développement de la glande de l'albumine n'existe donc pas chez *Helix aspersa*, où, par contre, de nouvelles corrélations se manifestent.

3° Une dernière phase de la vie, que j'appellerai *phase adulte*, commence lorsque l'animal atteint un poids de 5g environ. A partir de ce moment en effet, l'accroissement du poids total du corps est dû presque uniquement à l'accroissement de la coquille, dont le poids arrive à représenter, en fin de croissance, la moitié du poids total. En même temps, la forme de la coquille se modifie profondément : la ligne de suture s'abaisse sur une longueur représentant environ 1/8 de tour et, finalement, le péristome se réfléchit brusquement vers l'extérieur. Toute cette portion terminale de la coquille est fortement épaissie. Enfin, dans les parties molles, dont le poids total reste stationnaire, l'appareil génital continue à croître aux dépens des autres organes et la dysharmonie du flagellum et du diverticule s'accentue. La phase adulte, qui se poursuit lorsque le poids total, ayant atteint sa valeur définitive, reste stationnaire, correspond à la reproduction et à la ponte.

Ainsi les *phases de croissance*, caractérisées chacune par un taux de croissance particulier du corps ou des parties molles, indiquent des états physiologiques successifs de l'organisme, qui sont en corrélation avec des étapes importantes du développement de l'appareil génital (différenciation et accroissement dysharmonique du tractus génital, puberté, dysharmonie du flagellum et du diverticule de la poche copulatrice) et du développement de la coquille (vitesse de croissance de la coquille par rapport aux parties molles, mode d'enroulement de la coquille).

A 15h45m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16h30m.

L. B.

([2]) Cf. M. Abeloos, *Comptes rendus*, 215, 1942, p. 38; 216, 1943, p. 90; 217, 1943, p. 159.